



TITLE:

高層建築物に作用する風圧力に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

河井, 宏允

CITATION:

河井, 宏允. 高層建築物に作用する風圧力に関する研究. 京都大学, 1983, 工学博士

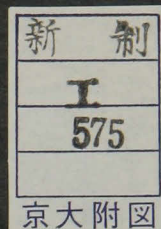
ISSUE DATE:

1983-07-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r5047>

RIGHT:



高層建築物に作用する風圧力に関する研究

昭和 57 年 12 月

河 井 宏 允

高層建築物に作用する風圧力に関する研究

昭和 57 年 12 月

河 井 宏 允

目 次

序 文

第 1 章	一様乱流中におかれた 2 次元角柱に作用する圧力	1
1. 1	序	1
1. 2	実験方法	3
1. 3	格子乱流の特性	7
1. 4	角柱表面に作用する圧力変動の特性	15
1. 4. 1	圧力変動の一般的特徴	15
1. 4. 2	圧力分布	20
1. 4. 3	圧力変動のパワースペクトル密度	32
1. 4. 4	圧力変動の相互相関	62
1. 4. 5	圧力変動の確率密度分布	99
1. 5	考 察	108
1. 5. 1	準静的理論	109
1. 5. 2	乱れの急激な変形に関する理論	116
1. 5. 3	2 次元非定常翼理論	121
1. 5. 4	流速-圧力アドミッタンス	123
1. 5. 5	準静的理論と圧力変動の確率密度分布	128
1. 5. 6	最大・最小圧力	137
1. 5. 7	ピークファクター	141
1. 6	まとめ	145
第 2 章	2 次元角柱の風上における乱れ特性とその風上面に作用する圧力の関係	155
2. 1	序	155
2. 2	実験方法	155
2. 3	実験結果	156
2. 3. 1	角柱の風上における乱れ特性	156
2. 3. 2	風上面に作用する圧力変動と風上の流速変動との関係	163
2. 4	考 察	168
2. 4. 1	角柱風上における乱れ特性と乱れの急激な変形に関する理論	168
2. 4. 2	よどみ点に作用する圧力変動と風上の流速変動の関係	169
2. 4. 3	風上の流速変動と圧力変動の関係を支配するスケール	171
2. 5	まとめ	175

第 3 章	一様乱流中におかれた 3 次元角柱に作用する圧力	177
3.1	序	177
3.2	実験方法	178
3.3	実験結果と考察	180
3.3.1	圧力係数	180
3.3.2	パワースペクトル密度	187
3.3.3	圧力変動の相互相関	193
3.3.4	圧力変動の確率密度分布	209
3.3.5	局部負圧	211
3.3.6	流速－圧力アドミッタンス	214
3.4	まとめ	216
第 4 章	乱流境界層中におかれた 3 次元角柱に作用する圧力	219
4.1	序	219
4.2	実験方法	220
4.3	乱流境界層の特性	225
4.4	角柱に作用する圧力	242
4.4.1	圧力変動の波形	242
4.4.2	圧力分布	243
4.4.3	パワースペクトル密度	253
4.4.4	圧力変動の相互相関	263
4.4.5	角柱の風上の流速変動と圧力変動との相関	282
4.4.6	流速－圧力アドミッタンス	286
4.4.7	圧力変動の確率密度分布	290
4.5	まとめ	297
第 5 章	実物高層建築物の壁面に作用する圧力	303
	－大阪ホテルプラザにおける風観測－	
5.1	序	303
5.2	観測の概要	304
5.3	解析結果と考察	307
5.3.1	圧力変動の一般的性状	307
5.3.2	圧力係数	309
5.3.3	圧力変動のパワースペクトル密度	312
5.3.4	圧力変動の相互相関	314

5.3.5	圧力変動の確率密度分布	320
5.3.6	最大・最小圧力の確率密度分布	323
5.4	まとめ	326
第6章	実験・観測結果の応用	329
6.1	序	329
6.2	平均圧力	332
6.3	局部圧力	336
6.4	風の乱れによる高層建築物の振動	338
6.4.1	建物の風向方向の平均応答	340
6.4.2	建物の風向方向の動的応答	342
6.4.3	建物のねじり振動	344
6.4.4	建物の最大応答－ガスト影響係数	347
6.4.5	ガスト影響係数の評価	348
6.4.6	ガスト影響係数の比較	357
6.5	風向直角方向の振動	359
6.5.1	風向直角方向の風力変動の定式化	359
6.5.2	風向直角方向振動の評価	361
6.6	まとめ	363
結 論		367
各章の関連発表論文		373
謝 辞		377

序 文

近年来の構造物の高層化及び長大化に伴って、構造設計にしろ風荷重の重要性が急速に高まりつつある。またそれと同時に、高層化、長大化及び構法、材料等の変化によって構造物の固有周期の増大及び減衰能力の低下が生じ、構造物が風によって振動し易くなっており、この風による振動を正確に評価することが構造物の耐風設計を合理的に行う一つの決め手となっている。

また建築物の外装パネルや窓ガラス等の風による破壊も、近年の強風災害のなかで特に目立つ被害の一つである。これらの外装材の破壊は、従来考えられていたような静的な風荷重によって生じるのではなく、瞬間的に生じるきわめて大きな圧力に伴って生じるものであり、この瞬間的な圧力の大きさ及び作用範囲を定めることも、構造物の耐風設計を安全かつ合理的に行う決め手の一つであると考えられる。

ところで、いくら風による構造物の振動の評価が重要であるとはいっても、やはり風荷重の算定の基礎は、構造物に対する平均風力を正確に評価することにあることはいうまでもない。従来の各国の風荷重基準の多くは、一様流中の風洞実験データを基礎として平均風力を定めてきたようである。^{1) 注1)} それらのデータを風速が高さ方向に異なる実際の構造物の設計に応用するため、構造物に作用する風力は、風力が作用する高さでの速度圧によって定めることができると規定し、速度圧の変化によって流速の鉛直分布を考慮していた。この方法は、高さ方向に細長い構造物の風上面に作用する風力に対しては、十分有効な方法であることがW.D.Bainesによって境界層流中の実験から確められたが、側面や背面に作用する風力は境界層流中でも高さ方向に一様に分布し、この方法が適用できないことがBaines, M.Jensen とN.Frankの境界層流中の実験結果から明らかとなった。^{2), 3), 4)} また圧力の大きさも、一様流中と境界層流中では大きく異なるため、一様流中の実験データに基づいた場合の圧力係数を、実際の構造物の耐風設計に適用することは合理的でない。

また外壁面の局部負圧力については、諸基準では建物の短辺の $1/4 \sim 1/10$ の領域における圧力係数を $-1.2 \sim -2.0$ とすると規定しているのみであり、その評価方法は風上面の場合とほとんど同様である。しかし、側面の局部負圧は、側面風上端での流れの剥離に伴って生じるものであることを考えたとき、風上面のように自然風の乱れのみを考慮した方法が、本当に局部負圧力の評価に適用できるかという疑問が生じる。事実、W.A.Dalglish, C.W.Newberry及び石崎・河井(本論文第5章)による実物高層建物の壁面圧力変動の測定結果によれば、側面の局部負圧域における圧力変動は風上面と異なり、パネル状のきわめて短周期の激しい変動を示している。^{5), 6), 7)} またJ.A.Peterkaによる風洞実験結果によれば、局部負圧領域での確率密度分布は、かなり大

注1) 最近では、各国ともしだいに圧力係数を一様乱流中や境界層流中の風洞実験データを参考にして定めるようになってきている。しかしながら、側面や背面の圧力を境界層流中の実験結果のように一定と規定している基準は数少ない。

きく負圧側に偏った歪度の大きい分布形状となる。

また局部負圧領域に対しても、風向に関係なく建物の短辺を基準とするという諸基準の考え方は、流れの状態が短辺よりも建物の見付巾によって大きく影響されることを考えた場合、かなり便宜的な方法のように思われる。

さて、高層建築物、長大構造物の耐風設計を合理的に行う決め手、風による構造物の振動に伴う風荷重の評価の問題を考えてみる。構造物の風による振動をその発現要因別に分けると以下のようになる。

- (1) 風の乱れによる風向方向振動
- (2) 構造物の後流中に発生する周期的交番渦、および不規則な乱れによる風向直角方向の振動
- (3) ギャロッピング、フラッタ等の自励振動

上記の3つの振動の発現機構については、現在かなりのところまで明らかにされている。^{8),9),10),11)}しかし、構造物の振動振巾の評価方法に関しては、(1)の場合については基準のなかにも評価方法を規定しているものもみられるが、(2)及び(3)の場合については、振動の発現限界のみを規定し、振動振巾の評価は風洞実験によって推定するようになっているものが多い。

現在の各国の基準で使用されている、(1)の風の乱れによる振動の評価方法は、1961年A.G. Davenport¹²⁾が発表した確率統計の手法に端を発している。彼は、航空機の翼の風の乱れによる振動を取り扱ったH.G. Liepmanの方法を構造物の振動の評価に応用し、次のようにして構造物の耐風安全性を評価した。第一に、自然風の乱れの性状に関する統計諸量を各種の気象観測データに基づいて定式化する。第二に、風の乱れに関する統計量から、構造物に作用する風力変動に関する統計量を求める。第三に、構造物を一質点あるいは、線型連続体と仮定して振動方程式を導びき、その外力項に第二で求めた風力変動を代入し、構造物の応答に関する統計諸量を求める。第四に、応答の統計諸量を用いて応答の最大値の期待値を計算し、それによって構造物の安全性を評価する。

この手法の第三以降の部分に関しては、かなり以前から耐風工学以外の分野でも活発に研究されてきた問題である。^{13),14)}第二の部分は流体力学上の問題で、理論的にはナビエ・ストークスの方程式を解くことによって評価することができると思われるが、この方程式が非線型偏微分方程式であることや、変数となる流速変動や圧力変動が不規則過程で表わされることなどから、厳密な理論解を得ることはきわめて難しい。

そこで、Davenportは風力変動が流速変動ときわめて類似した性状を示すことに着目し、構造物に作用する風力が、流速の変動に伴って準静的に変動すると仮定し、風力変動を(1)式によって表わした。

$$F(t) = C_F \cdot A \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho U(t)^2 + C_m \cdot A^{\frac{3}{2}} \cdot \rho \cdot \frac{dU(t)}{dt} \quad (1)$$

ここに $F(t)$ 、 $U(t)$ は風力及び流速変動、 A は構造物の見付面積、 ρ は空気密度、 C_F は風力係数、 C_m は仮想質量係数である。(1)式の右辺第二項は、流体の加速度運動に伴って生じる力である。

(1)式によると風力変動の規準化パワースペクトル密度は、流速変動のパワースペクトル密度より高周波数域においてパワーが増大するという結果が導かれる。しかし、Davenportが長方形板を用いて行った野外及び風洞実験の結果は、(1)式から予想されるのとは逆に、風力変動のパワースペクトル密度の方が高周波数領域におけるパワーが減少する傾向を示した。⁹⁾彼は、この要因が長方形板の規模効果によって、流速変動の高周波数成分の影響が長方形板全体の風力変動に及ばなくなるためであろうと考え、この規模効果を補正するために流速変動を風力変動に変換する線形変換子を導入し、これを空力アドミッタンス (aerodynamic admittance) と名付けた。

B.J.Vickery及びDavenportは、この規模効果が流速変動の空間相関の減少に起因していると考え、個々の部材の寸法が乱れのスケールより十分小さいラチス構造物の場合において、空力アドミッタンスを流速変動のコヒーレンスから計算する方法を提案した。この方法は、個々の部材に作用する風力変動がその位置での流速変動に準静的に追従すると考え、それらを積分することによって、構造物全体に作用する風力変動を評価するものである。彼等は、この方法がラチス以外の構造物、即ち通常の建物のように全体が外壁面で覆われている構造物の場合にも、各部分に作用する風力変動が上記と同様の方法によって評価できるとして、構造物に作用する風力変動を求め、それを用いて構造物の最大応答を計算した。^{15),16)}このようにして構造物に作用する風力を評価する方法をラチス理論と呼んでいる。

P.W.Bearman は、このラチス理論の有効性を確かめるため、平板に関する空力アドミッタンス¹⁷⁾を風洞実験によって求め、Vickery ,Davenport の理論値と比較した。彼は、Vickeryの理論値が、乱れのスケールに比べて物体が大きい場合、低周波数領域でかなり小さくなること、また高周波数領域における空力アドミッタンスの減少勾配が、実験値の方が若干大きくなることを明らかにした。彼はさらに2次元ブラッフボディ (bluff body)^{注1)}の風上での乱れを詳しく測定し、このように空力アドミッタンスがラチス理論と異なる要因が、平板の風上において乱れが変形することによるものではないか述べた。¹⁸⁾また同時に測定した平板のよどみ点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度の高周波数領域におけるスペクトルの減少勾配が、準静的理論解とは逆に、流速変動の場合より大きくなることを見出した。このように空力アドミッタンスの高周波数領域における減少が、流速変動の空間相関ばかりでなく、圧力変動自体の高周波数領域におけるパワーの減少とも関係していることが明らかとなった。

このような圧力変動の高周波数領域での減少は、何も2次元ブラッフボディに限った現象ではない。3次元平板に関する桂の実験結果、2次元円柱に関するD.Surryの実験結果及び2次元角柱に関する河井他(本論文第1章)の実験結果においても同様に認められる事実である。^{19),20),21)}しかし本論文で指摘するように、物体のよどみ点に関する圧力変動のパワースペクトル密度は、流れの性状や物体の形によらず、物体の巾を基準とする無次元周波数 nB/U のみの関数である流速-圧力アドミッタンス (pressure/velocity admittance) を流速変動のパワースペクトル密度に

注1) 平板の後に剥離線に沿って物体を付加したもの

乗じることによって求められる。この流速-圧力アドミッタンス $|\chi_{up}(n)|^2$ は(2)式で表わされる。²¹⁾

$$|\chi_{up}(n)|^2 = \frac{1}{\{1 + 20 \left(\frac{nB}{U} \right)^2\}^{2/3}} \quad (2)$$

また、松井他、川口他、藤本他及び石崎・河井（本論文5章）による実物高層建築物における実測結果も、上記の風洞実験結果と同様、風上面における圧力変動のスペクトルの減少勾配は流速変動の場合より大きい。^{22), 23), 24), 7)}

一方、圧力変動の空間相関は、桂の実験結果や河井・石崎他の実験結果（本論文第1, 3章）から、流速変動の空間相関よりかなり大きいことが明らかとなった。^{19), 21)} そのような圧力変動の高周波数領域でのパワーの減少と圧力変動スケールの拡大を考慮して河井・石崎他が計算した空力アドミッタンスは、Davenport, Vickery, Bearman の実験結果とよく一致する。²¹⁾

このように、物体に作用する圧力変動の性状は、風上面でさえ準静的理論から予想されるものとは異なり、ラチス理論が必ずしも妥当ではないことが明らかとなった。圧力変動が流速変動と異なった性状を示す原因は、前述したBearman が述べたように、物体の風上から近づいてくる乱れが物体によって大きく変形し、それが圧力変動の性状に反映されるためである。

この物体の風上における乱れの変形を考慮して、風上面の圧力変動を理論的に評価したのはJ. C.R. Huntである。^{25), 26), 27)} 彼は、風洞の縮流部分における乱れの変形過程を取り扱ったB.K. BatchelorとI. Proudmanの乱れの急激な変形に関する理論（rapid distortion理論）を一般化し、物体の周囲における乱れと物体に作用する圧力変動の解析に応用した。

この理論は、平均流による乱れの変形が、相異なる周波数成分間での乱れエネルギーの交換（非線型相互作用）や粘性による乱れエネルギーの散逸よりも急激に行なわれるという仮定に基づいている。この仮定が成立するためには、次の条件が満たされなければならない。

$$\frac{\sqrt{u^2}}{U} \ll 1, \quad \frac{\sqrt{u^2} \cdot B}{L_x \cdot U} \ll 1, \quad \frac{U \cdot B}{\nu} \gg 1 \quad (3)$$

ここに u は流速変動、 L_x は主流方向の乱れの積分スケール、 ν は動粘性係数である。

Hunt の理論によって導びかれた物体の風上における乱れ特性は、Bearman や R.E. Britter 他の実験結果と定性的にはよく一致している。^{18), 28)} また前述した圧力変動の特性についても、定性的にはよく一致する。しかし、自然風中では乱れ強さが大きいため(3)式の最初の2つの条件が満足されず、そのため定量的には理論と実験値との間にはかなりの違いが認められる。

本論文の目的は、一様乱流中の2次元角柱から乱流境界層流中の3次元角柱に至る一連の風洞実験結果及び実物高層建築物における測定結果を通して、四角柱状の高層建築物の壁面に作用する圧力の大きさと性状を明らかにし、実際の建築物の耐風設計に役立つ資料を得ることにある。そして、そのような資料に基づいて、上に述べたような風荷重諸基準やDavenportの風の乱

れによる応答解析法等の既存の理論の問題点を明らかにし、それらを是正する工学的な方法を提案する。

本論文は以下のように構成されている。

- 1 章 一様乱流中におかれた 2 次元角柱に作用する圧力
- 2 章 2 次元角柱の風上における乱れ特性とその風上面に作用する圧力変動の関係
- 3 章 一様乱流中におかれた 3 次元角柱に作用する圧力
- 4 章 乱流境界層中におかれた 3 次元角柱に作用する圧力
- 5 章 実物高層建築物の壁面に作用する圧力
- 6 章 実験・観測結果の応用

1 章では、角柱に作用する圧力変動の基本的な性状を把握し、それを表現する方法を見出すための、最も基本的な実験である一様乱流中にある 2 次元角柱に関する風洞実験について述べる。この章では、角柱に作用する圧力が一般流の乱れ特性や角柱の辺長比によってどのような影響をうけるかと考察し、同時に角柱に作用する圧力を表わす適切な方法を、A. Roshko の自由流線理論、準静的理論、乱れの急激な変形に関する理論、2 次元非定常翼理論等と実験結果を比較することによって検討する²⁹⁾。本章は、論文全体の中で骨格をなす章であり、他章における実験結果はすべて本章の結果と比較しながら検討し、本章で示した実験結果や諸理論が有効であるかどうかを確認する。

2 章では、実験結果と乱れの急激な変形に関する理論解とを比較しながら、角柱の風上面の圧力変動と流速変動の性状との違いの原因である角柱の風上での乱れの変形過程を明らかにする。

3 章では、一様乱流中にある 3 次元角柱に作用する圧力変動の実験結果と 2 次元角柱の実験結果を比較することにより、流れの 3 次元性が圧力変動に及ぼす影響について検討し、2 次元角柱のデータの有効性と限界について考察する。

4 章では、自然風と相似な乱流境界層中での風洞実験結果と、1,3 章の一様乱流中の結果を比較することによって、圧力変動に及ぼす流速勾配の影響を考察する。特に諸基準で用いられているストリップ理論がどの程度有効であるかを検討し、流速分布がある場合の基準流速のとり方について考察する。

5 章では、4 章までの風洞実験結果が実際にも有効であるかどうかを、大阪ホテルプラザでの壁面圧力の実測結果と比較することによって確かめる。

6 章では、5 章までに明らかとなった圧力に関する資料に基づいて、現在の各国の諸基準で用いられている風荷重の算定法の問題点を明らかにし、それらを是正する方法について検討する。

また風の乱れによる振動の評価法に、5 章までに明らかとなった圧力の性状を加味する方法を開発し、それをういて高層建築物の応答解析を行い、Davenport 等による従来の方法と比較し、その問題点を探る。それと同時に、側面の圧力変動のデータに基づいて風向直角方向振動を計算し、風向方向振動と比較する。

参 考 文 献

- 1) Wind Resistance Design Regulations – A World List 1975, 学術文献普及会, 1975年
- 2) Baines, W.D.: Effects of Velocity Distribution on Wind Loads and Flow Pattern on Buildings, Proc. of the International Research Seminar, Wind Effects on Buildings and Structures, N.P.L., 1963, pp.197~223.
- 3) Frank, N.: Model Law and Experimental Techniques for Determination of Wind Loads on Buildings, Proc. of the International Research Seminar, Wind Effects on Buildings and Structures, N.P.L., 1963, pp.181~196.
- 4) Jensen, M. and N. Frank.: Model Test in Turbulent Wind, Part 1, Danish Technical Press, Copenhagen, 1963.
- 5) Dalglish, W.A.: Comparison of Model/Full-Scale Wind Pressures on Highrise Building, Jour. Industrial Aerodynamics, Vol. 1, No. 1, 1975/6, pp.55~66.
- 6) Newberry, C.W., K.J. Eaton and J. Mayne: Wind Loading on Tall Building-Further Results from Royex Houses, Industrial Aerodynamic Abstracts, Vol. 4, 1973, pp.1~16.
- 7) 石崎 澯雄, 河井宏允: 高層建築物に作用する風圧力について—大阪ホテルプラザでの風観測結果, J.S.S.C., Vol.14, No.155, 1978, pp.66~72.
- 8) Parkinson G.V.: Wind-Induced Instability of Structure, Phil. Trans. Roy. Soc. A 269, 1971.
- 9) Davenport, A.G.: The Buffeting of Structures by Gusts, Proc. of the International Research Seminar, Wind Effects on Buildings and Structures, N.P.L., 1963, pp.357~392.
- 10) Scruton, C.: On the Wind-Excited Oscillations of Stacks, Towers and Masts, Proc. of

the International Research Seminar, Wind Effects on Buildings and Structures, N.P.L., 1963, pp.797~832.

- 11) 田村幸雄：円筒のうず励振に関する研究（その2. うず励振現象のモデル化）日本建築学会論文報告集，第280号，1979，pp.67~78.
- 12) Davenport, A.G.: The Application of Statistical Concepts to the Wind Loading of Structures, Proc. Inst. Civ. Engineers, Vol. 19, 1961, pp.449~472.
- 13) Lin, Y.K.: Probabilistic Theory of Structural Dynamics, McGraw Hill, 1967.
- 14) Cartwright, D.E. and M.S. Longuet-Higgins: The Statistical Distribution of the Maxima of a Random Function, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 237, 1956, pp.212~232.
- 15) Vickery, B.J.: On the Reliability of Gust Loading Factors, Proc. Tech. Meeting on Wind Loads on Buildings and Structures, Nat. Bureau of Standards, Washington D.C., 1970, pp.93~104.
- 16) Davenport, A.G.: Gust Loading Factors, Jour. Str. Div., Proc. ASCE, Vol. 93, 1967, pp.11~34.
- 17) Bearman, P.W.: An Investigation of the Forces on Flat Plates Normal to a Turbulent Flow, Jour. Fluid Mech., Vol. 46, Part 1, 1971, pp.177~198.
- 18) Bearman, P.W.: Some Measurements of the Distortion of Turbulence Approaching a Two-Dimensional Bluff Body, Jour. Fluid Mech, Vol. 53, Part 3, 1972, pp.451~467.
- 19) 桂順治：直方形建築物に加わる圧力に関する基礎的研究，博士論文，1978.
- 20) Surry, D.: Some Effects of Intense Turbulence on the Aerodynamics of a Circular Cylinder at Subcritical Reynolds Number, Jour. Fluid Mech, Vol. 52, Part 3, 1972, pp.543~563.
- 21) 河井宏允，石崎澁雄：乱流中における2次元角柱の風上面に作用する風圧変動について、日本建築学会論文報告集，第300号，1981，pp.31~39.

- 22) 松井源吾, 須田健一, 永井亮一: 高層建築物に作用する風圧力について - 早稲田大学 51 号館における実測をもとにして -, 日本建築学会論文報告集, 第 299 号, 1981, pp 9 ~ 20.
- 23) 川口彰久, 本間義教, 武田寿一: 超高層建築物に作用する風荷重 - 大阪大林ビルでの実測 (その 2), 第 6 回風工学シンポジウム, 1980, pp 139 ~ 146.
- 24) 藤本盛久, 大熊武司, 天野輝久, 赤木久真: 中野電々ビルにおける風圧実測, 構造物の耐風性に関する第 5 回シンポジウム論文集, 1978, pp 115 ~ 146.
- 25) Hunt, J.C.R.: A Theory of Turbulent Flow round Two-dimensional Bluff Bodies, Jour. Fluid Mech., Vol. 61, Part 4, 1973, pp.626~706.
- 26) Hunt, J.C.R.: Turbulent Velocity near and Fluctuating Surface Pressure on Structures in Turbulent Winds, 4th International Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, 1975, pp.309~320.
- 27) P.A. Durbin and J.C.R. Hunt: On Surface Pressure Fluctuations beneath Turbulent Flow round Bluff Bodies, Jour. Fluid Mech., Vol. 100, Part 1, 1980, pp.161~184.
- 28) Britter, R.E., J.C.R. Hunt and J.C. Mumford: The Distortion of Turbulence by a Circular Cylinder, Jour. Fluid Mech., Vol. 92, Part 2, 1979, pp.269~301.
- 29) Roshko, A.: A New Hodograph for Free-Streamline Theory, Naca Technical Note 3168.

第 1 章 一様乱流中におかれた 2 次元角柱に作用する圧力

1.1 序

本章では、四角柱状の建築物に作用する風力の大きさ及び性状を調べるうえで、基も基本的と考えられる 2 次元角柱に作用する圧力について述べる。

2 次元角柱の圧力に関する研究は、既に数多く行われている。その大部分は、2 次元角柱に作用する平均圧力の大きさ及び分布が、辺長比、迎角及び一般流の乱れ特性によって、どのように変化するかを調べたものである。本章でも、まず 2 次元角柱に作用する平均圧力及び変動圧力の大きさ及び分布を取り扱う。

2 次元角柱に作用する平均圧力及び変動圧力の大きさが、一般流の乱れ強さによってどのように変化するか調べられたのは、今から 15 年前である。B. J. Vickery は正四角柱に作用する平均圧力と変動圧力を乱れの無い一様流中と格子乱流中（乱れ強さ 10 %）で測定し、乱流の方が背面の圧力が著しく上昇すること、及び側面に作用する圧力変動の大きさ及び周期性が、乱流の場合に著しく減少することを見出し、側面及び背面の圧力変動に対する一般流の乱れの重要性を指摘した。¹⁾ 桂は、種々の辺長比をもつ角柱に作用する平均及び変動圧力を一様流中と乱流中（乱れ強さ 7 %）で測定し、風上面に作用する平均圧力が端部付近を除けば乱れ強さや辺長比の影響をあまりうけないこと、及び側面では乱流中の方が風下側での圧力の回復が著しいことを見出した。²⁾ 桂はまたこの原因について考察し、乱流中の方が側面の風上端で剥離した剥離流が側面に再付着し易くなることが原因であると指摘した。そして、これが一般流に含まれる乱れが剥離流を早期に乱流化することに伴う連行効果によって生じると述べた。B. E. Lee は、乱れ強さ、乱れのスケールの違う 4 種類の乱流中にある正四角柱に作用する平均、変動圧力を測定し、それらの結果を一様流中の結果と比較することにより、乱れの特性が圧力に及ぼす影響について考察した。³⁾ 彼の結果は、桂と同様乱れの強さが大きくなるとともに、側面の風上側での圧力の回復が早まり、それとともに側面の圧力変動の大きさと周期性が減少することを示している。彼はまた、角柱の巾 B と主流方向の乱れのスケール L_x を広範に変化させた実験を行い、 L_x/B が 1 から 2 の範囲で抗力が大きく変化することを見出した。⁴⁾ しかし、宮崎他によって行われた同種の実験では、乱れのスケールを変化させても平均圧力分布はほとんど変化せず、⁵⁾ Lee が指摘したような現象は見い出されなかった。

このように、乱れ強さが増すとともに平均圧力、変動圧力が大きく変化する原因は、A. Laneville 他や桂が指摘するように、側面の風上端で剥離した剥離流の混合と連行を一般流の乱れが強める働きをし、剥離流をより角柱の方へ引き寄せるためである。⁶⁾ その結果、剥離流が再付着しないような辺長比が小さい角柱では、抗力や側面の圧力の大きさは、乱れの無い場合に比べて増加し、剥離流が再付着するような辺長比の大きい場合には、再付着点が風上の方へ移動するため、側面の風下側や背面での圧力の回復が早まり、抗力が減少する。

本章では、2 種類の格子乱流中（格子 1；乱れ強さ 14.5%，格子 2；乱れ強さ 7 %）での実験結

果を上述べた実験結果と比較しながら検討し、2次元角柱に作用する平均及び変動圧力の大きさ及び分布を表わす方法について考察する。特に、格子1の乱流は、既往の研究にはない強い乱れ強さを有する流れであり、既往の研究成果を更に補強する性格を持つものである。それと同時に、自然風における乱れの大きさにより近い状態として、乱流境界層中の実験結果や自然風中の実測結果等と直接対応できるものである。

次に圧力変動のより詳細な性状を把握するため、パワースペクトル密度、相互相関係数、確率密度分布等について調べる。これらの諸量は、風による構造物の応答や外装材に作用する瞬間最大圧力を評価するうえで不可欠のものである。これらの諸量に関しても、過去に上述した研究者達によって調べられてはいるが、平均圧力の場合と異なり、系統的な研究はあまり進んでおらず、その性状が必ずしも明白になっている訳ではない。本章では、自然風の状態により近い格子1での実験を中心にこれらの諸量を調べ、既往の実験結果及び準静的理論、乱れの急激な変形に関する理論と比較しながら、これらの諸量を表わす適切な方法を検討する。特に、風上面に対しては、序に述べたように準静的理論との差を乱れの急激な変形に関する理論との比較によって考察し、その差を補正する工学的な方法、即ち流速-圧力アドミッタンスを提案し、それを実験結果に基づいて定式化する。

また側面に対しては、既往の研究のように、圧力変動の定性的な傾向を把握するとともに、辺長比や乱れのスケールにかかわらない、圧力変動の定量的な評価法について検討する。この際、特に側面の圧力変動の性状を決めるスケールの問題を論ずる。

圧力変動の確率密度分布については、石崎、河井、松井他、J.D.Holmes等によって、風上面のよどみ点の圧力変動を表わす方法として示された、流速変動の高次項を考慮した準静的理論解を、^{7),8),9)}迎角が変化した場合についても適用できるように一般化する。またこの理論解が風上面以外の場合にも適用可能であるかどうかを検討する。またこの準静的理論を用いて、最大、最小圧力を評価する方法を示し、その結果を実験結果と比較し、そのような方法が局部負圧域も含めて適用可能であるかどうかを検討する。

1.2 実験方法

実験は、京都大学防災研究所のゲッチンゲン型風洞で行った。この風洞は、図 1.2.1 に示したように、胴が正八角形断面の回流型で、測定部分は開放式である。吹出口の断面は対辺間の距離が 1 m の正八角形で、測定部長は 1.3 m である。風洞風速の制御可能範囲は $1.0 \text{ m/sec} \sim 60 \text{ m/sec}$ で、測定部の乱れ強さは 0.5 % 以下である。

流れを乱流状態にするため、風洞の縮流部の端（図 1.2.1 の A - A の位置で、吹出口から 40 cm 手前）に乱流格子を設置した。格子は表 1.2.1 に示したように、格子間隔 22.5 cm、部材の寸法 $4.5 \text{ cm} \times 4.5 \text{ cm}$ 角の 2 重格子（格子 1）と、格子間隔 10 cm、部材の寸法 $2.3 \text{ cm} \times 3.5 \text{ cm}$ の 2 重格子（格子 2）の 2 種類である。

圧力を測定した四角柱は、高さが 50 cm、断面寸法が図 1.2.4 に示した 7 体で、2 mm ないし 5 mm 厚のアクリル板によって作られ十分剛である。角柱は図 1.2.2 に示したように、格子から 115

表 1.2.1 乱流格子の寸法と特性

Grid	Mesh size M (cm)	Bar size b × d (cm)	Turbulent intensity $\sqrt{u^2}/U$	Longitudinal scale L_x (cm)
1	22.5	4.5 × 4.5	0.145	6.7
2	10.0	2.3 × 3.5	0.070	5.1

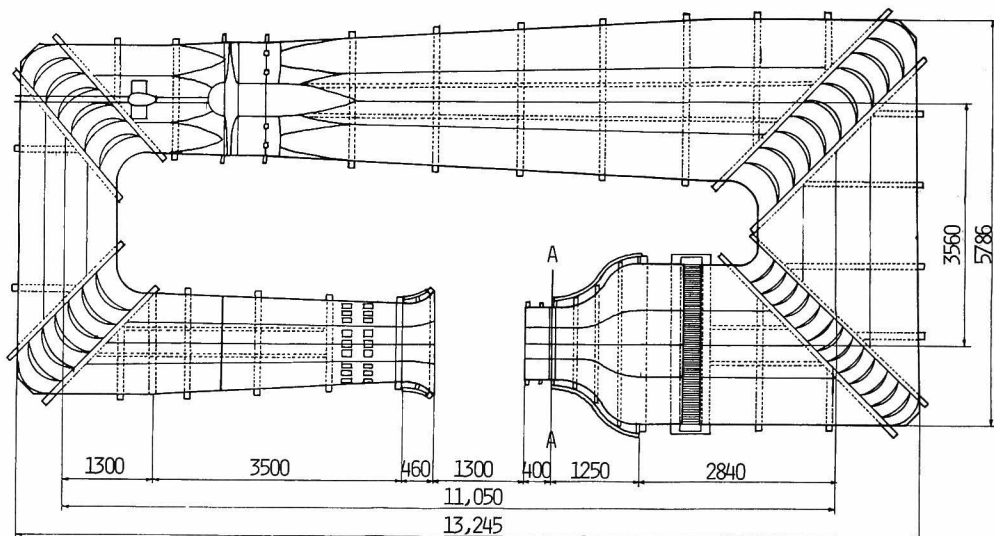


図 1.2.1 風洞（京都大学防災研究所）

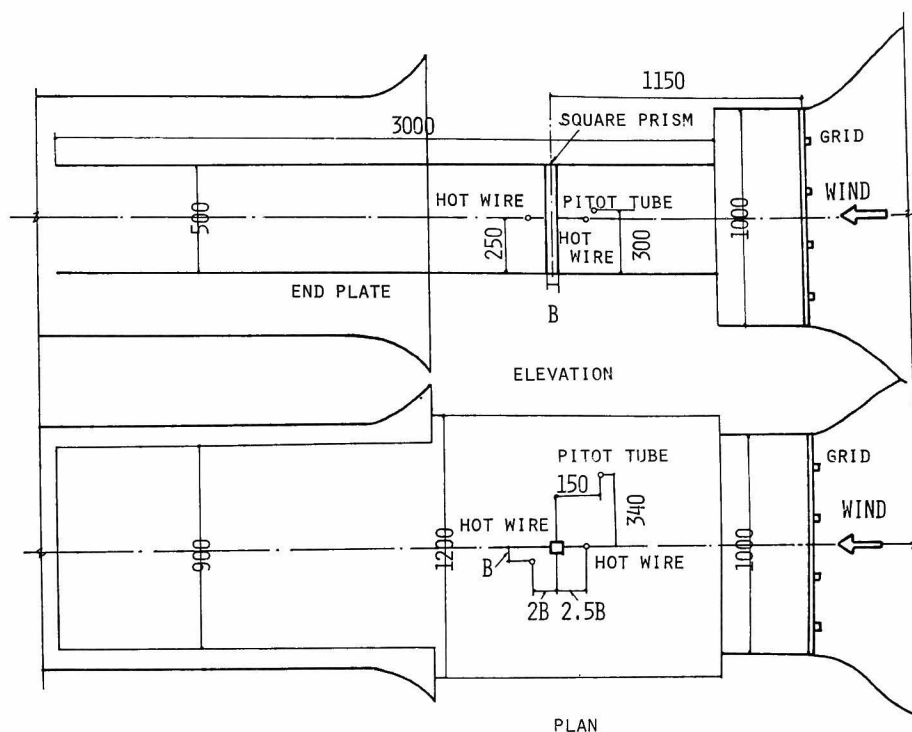


図 1.2.2 角柱と乱流格子の設置状況

cm風下の位置に、鉛直方向に向けて設置した。

流れを 2 次元流状態にするため（平均流の方向を水平に保つため）、角柱の両端には、図 1.2.2 に示したように、長さ 3 m の端板を取り付けた。

角柱表面に作用する平均圧力は、図 1.2.3 に示したように、角柱表面にあけた 1 mmφ の穴からステンレスパイプ、ビニールチューブ、及びスキャナーを介して、リアクタンス型圧力変換器（東京航空計器製）に導びいて測定した。スキャナー（電磁弁により構成）による圧力の切換は手動によって行い、デジタルボルトメータによって平均圧力値が落ちついたことを確認した後、デジタルの値を読み取った。

一方、角柱表面に作用する圧力変動は、測定系の応答周波数を上げるため、図 1.2.3 に示したように、ダイヤフラム型半導体式圧力変換器（トヨタ工機製 PMS-0.5H）を角柱内部に組み込み、角柱表面にあけた 1 mmφ の穴から約 1.5 cm のパイプを通して圧力変動を変換器へと導びいて測定した。測定状態におけるこの圧力測定系の固有振動数は、シンクロスコープのモニターから推定すると約 1.4 KHz である。なお、ヘルムホルツの共鳴現象に基づく柱による固有振動数の推定式（1.2.1）式によって計算したこの圧力測定系の固有振動数は約 2 KHz で、測定値より若干大きい²⁾。

$$n_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi P_0 \gamma^2}{V \rho \ell}} \quad (1.2.1)$$

ここに n_0 は固有振動数, P_0 は大気圧, V は圧力変換器の空気溜の容積, r は管の内径, l は管の長さである。

圧力孔の位置は, 角柱のスパンの中間の位置における, 図 1.2.4 で示した角柱周囲の各点と, 角柱の各面の中心線上の各点であり, これから適当に 9 点選んで, 圧力変動の同時測定を行った。

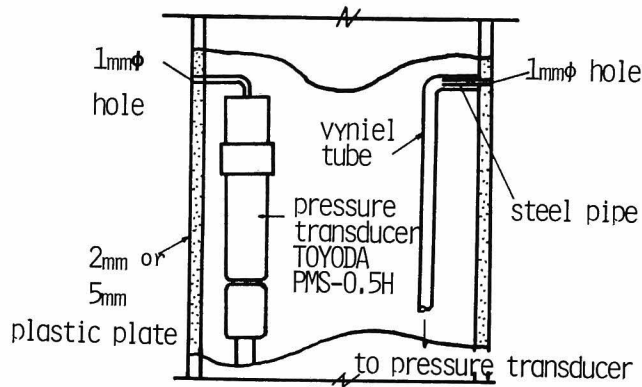


図 1.2.3 角柱への圧力変換器の取り付け法

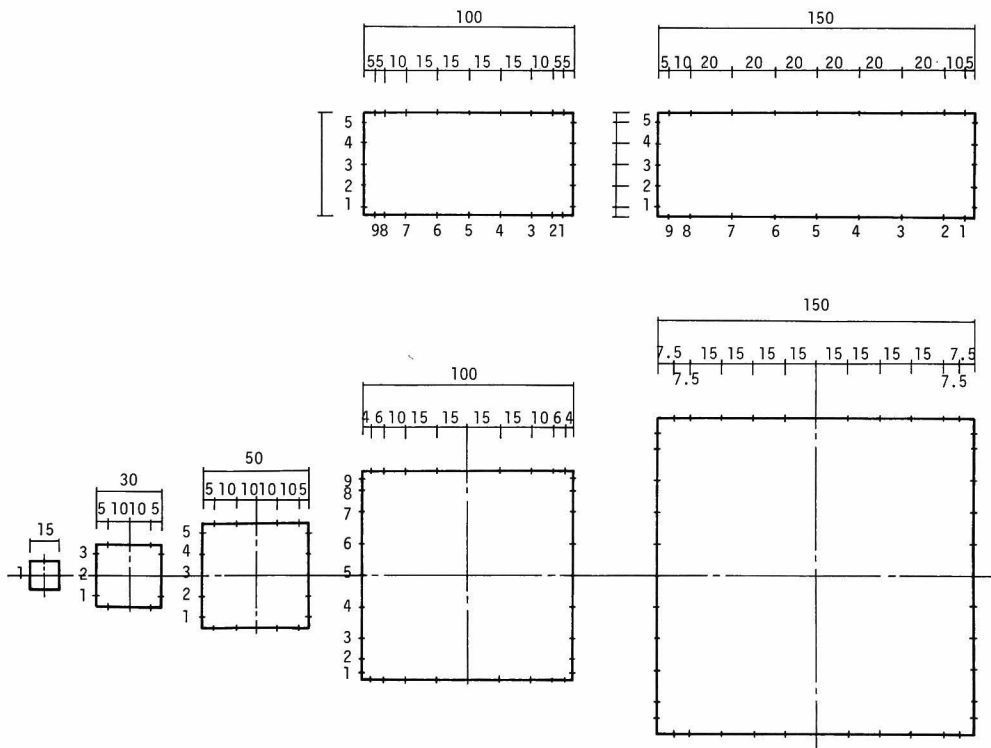


図 1.2.4 角柱の寸法と圧力測定孔位置及び測定孔番号

角柱に作用する圧力変動の要因を明らかにするため、角柱の風上と後流で流速変動を測定し、圧力変動との関係を調べた。流速変動の測定は、定温度型熱線流速計(日本科学工業製MODEL 21-1000)を用いて、流れと直角方向に水平に支持した直径5mmの支柱に、I型プローブを取り付けて行った。I型プローブに張られた熱線(長さ1mmの5 μ のタングステン線)の方向は鉛直方向である。流速変動の測定位置は、正四角柱の場合、図1.2.2に示したように、スパンの中間の位置で風上面から角柱巾の2倍風上の位置と、角柱の中心から風下へ角柱巾の2倍、流れ直角方向へ1倍離れた位置である。また、長方形柱の場合は、5cm \times 5cmの正四角柱の測定位置と同じである。なお一部の実験では、主流直角方向の流速変動と圧力変動の関係を明らかにするため、風上のプローブにX型プローブを用いた。

迎角の変化は、角柱を回転することによって与えた。迎角は図1.2.5に示したように、風上面

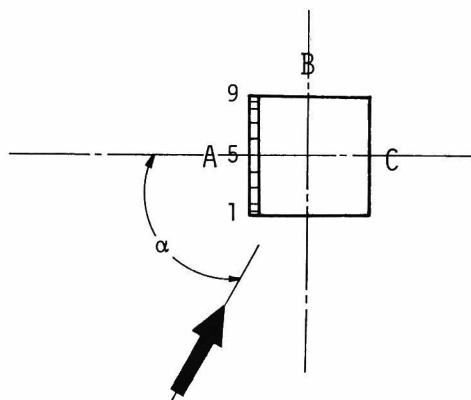


図 1.2.5 迎角のとり方

に風が直角に当たる場合を0°とし、反時計方向の回転角によって定義した。なお各面は、必ず迎角とともに定義し、風が風上面(A面)に直角に当たる側面(B面)や背面(C面)の場合でも、迎角90°の側面、迎角180°の背面と呼ぶこととした。

基準流速は、図1.2.2に示したように、角柱から15cm風上に設置したピトー管によって測定した。

圧力変動(9点)、流速変動(2点)、基準速度圧(1点)は、14チャンネルFMデータレコーダ(ティアック製R-280)によって同時記録した。測定記録は、800Hzのローパスフィルターを通した後、ミニコンピュータ(FACOM-U300, 東京電機大学理工学部)によって、全チャンネル同時に0.5mm/sec間隔でA/D変換し、デジタル磁気テープに記録した。記録した測定信号の解析は、東京電機大学理工学部所属のFACOM-M160により行った。

なお、実験はすべて流速16m/sec付近で行った。したがって、角柱の一边を基準としたレイノルズ数は、約 $1.6 \times 10^4 \sim 1.6 \times 10^5$ である。

1.3 格子乱流の特性

自然風の乱れ強さは、地表面粗度によって大きく異なるが、地上 30 m の高さでは 10%~50% 程度である。したがって、構造物の耐風設計に直接応用できる資料を得るためには、乱れ強さの大きい乱流中で実験を行う必要がある。格子乱流の場合、後述するように、乱れ強さは格子からの距離の増大に伴って減少するので、乱れ強さの大きい乱流中での実験は、格子からあまり遠くない位置で行わなければならない。

一方、格子からの距離があまり近すぎた場合、乱流の混合が十分進まず、乱れの一様性等方性が獲得できない。G.K. Batchelor, A.A. Townsend¹⁰⁾によれば、乱流格子によって作られた乱れが、一様等方性乱流として取扱うことができるためには、格子から少なくとも格子間隔の 20 倍以上の距離が必要である。しかし、格子から格子間隔の 20 倍以上における乱れ強さは、W. P. Baines 等の研究によれば、5% 以下であり、そのような位置における実験は、理学的にはきわめて重要ではあっても、工学的には必ずしも適当とはいえない。¹²⁾

本研究においては、実際の耐風設計に応用できる資料を得るという工学的見地より、できる限り乱れ強さの大きい乱流中で実験することをめざして、角柱設置位置をかなり格子の近くに設定した。とはいっても、設定位置における乱れの性状が、全く一様等方性乱流からはずれてしまっただけで、実験そのものの持つ物理的意味が損なわれるし、また 1.5 節で述べるように、一様乱流中にある物体表面に作用する圧力変動の性状を予測する諸理論等とも比較しようがない。

したがって、角柱の設置位置としては、乱れがほぼ一様・等方性を示し、かつ乱れ強さの大きい位置を選ぶ必要がある。本実験では、ほぼ上記の 2 つの条件を満足するように角柱設置位置を決定した。即ち、格子 1 の場合、格子から設置位置までの距離 $x/M = 5.1$ で、設置位置における乱れ強さは 14.5%，格子 2 の場合、 $x/M = 11.5$ で乱れ強さは 7% である。ここに x は格子から角柱設置位置までの距離、 M は格子間隔を表わしている。以下に角柱設置位置の乱れの諸特性を詳述し、設置位置での乱れがどの程度一様等方性乱流に近いかを検討する。

図 1.3.1 は、格子 1 について、格子から 60 cm の位置から 110 cm の位置までの平均流速分布と主流方向の乱れ強さの分布を示したものである。格子から 60 cm の位置では、平均流速分布に格子の各部材の伴流に伴う速度欠損の影響がはっきりと認められ、この位置では乱れの混合が十分進んでいないことがわかる。しかし格子からの距離が大きくなるにつれて、平均流速分布、乱れ強さ分布とも一様に近づき、角柱設置位置付近の $x = 110$ cm では、平均流速分布、乱れ強さ分布ともほぼ一様となる。なお、 $x = 110$ cm における風洞断面内の平均流速分布、乱れ強さの分布の偏差は、70 cm × 70 cm の範囲内で 5% 程度であった。

次に、主流方向の乱れ強さが、格子からの距離の増大に伴ってどのように変化するかについて述べる。図 1.3.2 は、風洞の中心軸上の測点の主流方向の乱れ強さと、格子からの距離の関係を示したものである。乱れ強さの格子からの距離による減少に関する研究は数多いが、一般に F. N. Frenkiel による (1.3.1) 式、或いは Batchelor, Townsend による (1.3.2) 式がよく一致すると^{10),12)}いわれている。

$$\frac{\sqrt{u^2}}{U} = C_1 \left(\frac{x}{b}\right)^{-\frac{5}{7}} \quad (1.3.1)$$

$$\frac{\sqrt{u^2}}{U} = C_2 \left(\frac{x}{b}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.3.2)$$

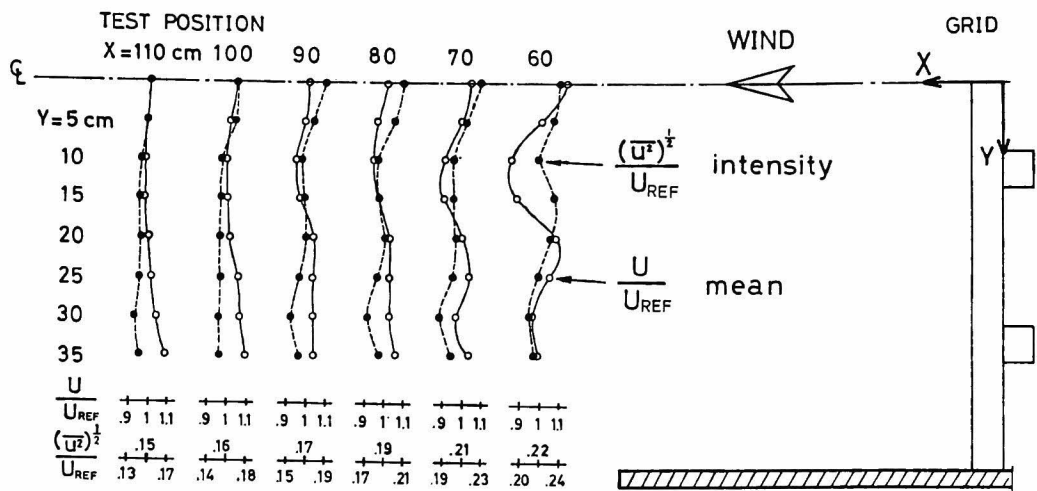


図 1.3.1 平均流速と乱れ強さの分布

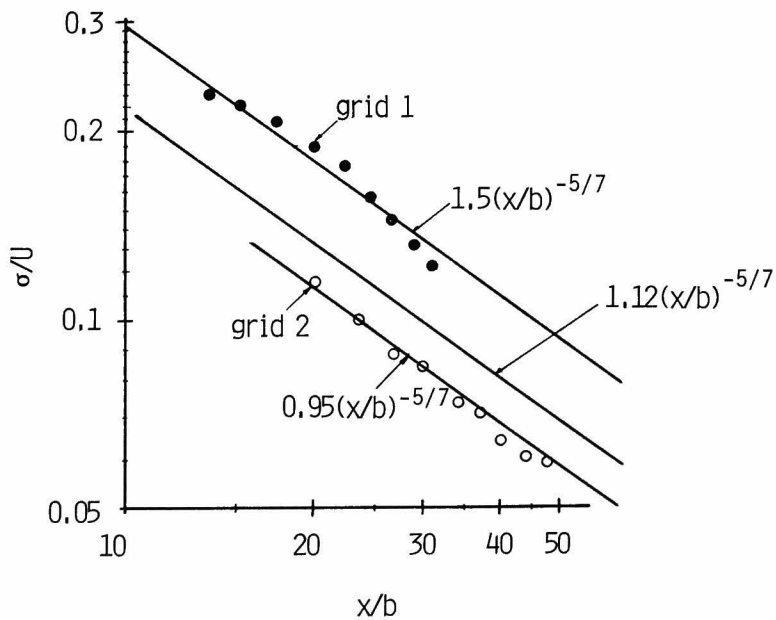


図 1.3.2 格子からの距離と乱れ強さの関係, • 格子 1, ○ 格子 2

ここに u は主流方向の流速変動, U は平均流速, x は格子からの距離, b は格子の各部材の巾, C_1, C_2 は定数, $\bar{\quad}$ は期待値を表わしている。

図 1.3.2 に示したように, 本実験の結果は, Baines も指摘しているように (1.3.2) 式より (1.3.1) 式の方がよく適合する。¹²⁾ (1.3.1) 式の定数 C_1 は, 格子 1 の場合が 1.5 で, 若干 Baines の求めた値 ($C_1 = 1.12$) より大きく, 格子 2 の場合が 0.95 で Baines の場合より小さい。

主流方向の流速変動の時空間相互相関係数を (1.3.3) 式によって計算し, 図 1.3.3 に示した。

$$R_{11}(\xi, 0, 0, \tau) = \frac{u(x, 0, 0, t)u(x+\xi, 0, 0, t+\tau)}{\sqrt{u(x, 0, 0, t)^2 u(x+\xi, 0, 0, t+\tau)^2}} \quad (1.3.3)$$

ここに $R_{11}(\xi, 0, 0, \tau)$ は時空間相互相関係数, ξ は測点間の主流方向の水平距離, τ は時間遅れ, x は測点の位置を表わす。

5 節で示す rapid distortion 理論では, $\sqrt{\epsilon}/U \ll 1$ の仮定から, G.I. Taylor の frozen turbulence の仮定 (1.3.4) 式が導びかれる。

$$u(x+\xi, 0, 0, t+\tau) = u(x, 0, 0, t+\tau - \frac{\xi}{U}) \quad (1.3.4)$$

(1.3.4) 式を (1.3.5) 式に代入すれば, frozen turbulence の場合, 時空間相互相関係数は, 自己相互相関係数を ξ/U だけシフトしたものに等しくなる。したがって時空間相互相関係数の最大値は $\tau = \xi/U$ の時生じ, その値は 1 となる。図 1.3.3 に示したように, 本実験においても時空間相互相関係数の最大値は $\tau = \xi/U$ に生じ, 乱れが平均流によって移流していることがわかるが,

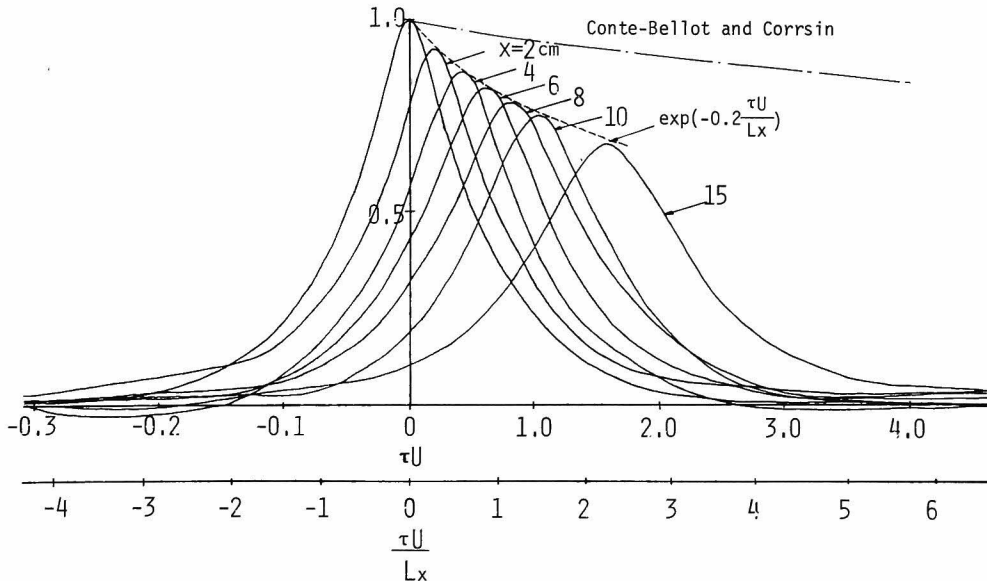


図 1.3.3 主流方向の流速変動の時空間相関係数, 格子 1

最大値は1より小さく、また ξ が増大するに伴って減少し、この乱流がfrozen turbulenceの仮定に従がわないことがわかる。このように時空間相互相関係数の最大値が1より小さくなる原因は、個々の乱渦(eddy)の振巾が不規則に変動すること、及び乱渦の中心位置が不規則に変動することにある。個々の乱渦の変動は、時空間相互相関係数全体の値を減少させ、乱渦の中心位置の変動は、時空間相互相関係数の形をよりなだらかにする効果を持っている。図1.3.3で示したように、時空間相互相関係数の形は ξ が増大するにつれてなだらかになっており、時空間相互相関係数の変化に対する乱渦の中心位置の変動の影響がはっきりと示されている。また図中の点線は、本実験における時空間相互相関係数の包絡線を、一点鎖線がConte-Bellot, Corrsin¹⁴⁾による格子乱流の時空間相互相関係数の包絡線を表わしている。本実験の時空間相関係数の方が、Conte-Bellot等の相関係数よりもかなり小さい。これは、本実験の乱れ強さが15%程度であるのに対して、Conte-Bellot等の実験での乱れ強さが1%程度とかなり小さいことによるものであると考えられる。ちなみに、乱流場において乱渦が崩壊する時間は $L_x/\sqrt{u^2}$ (L_x は乱れの主流方向の積分スケールを表わす)に比例するので、本実験の場合、乱渦の崩壊する距離 $L_x \cdot U/\sqrt{u^2}$ は約50cmとかなり小さい。なお、Favre, Gariglio, Dumas¹⁵⁾の実験結果もConte-Bellot等と同様な結果を示している。

図1.3.4は、模型設置位置での主流方向の流速変動のパワースペクトル密度を示したものであ

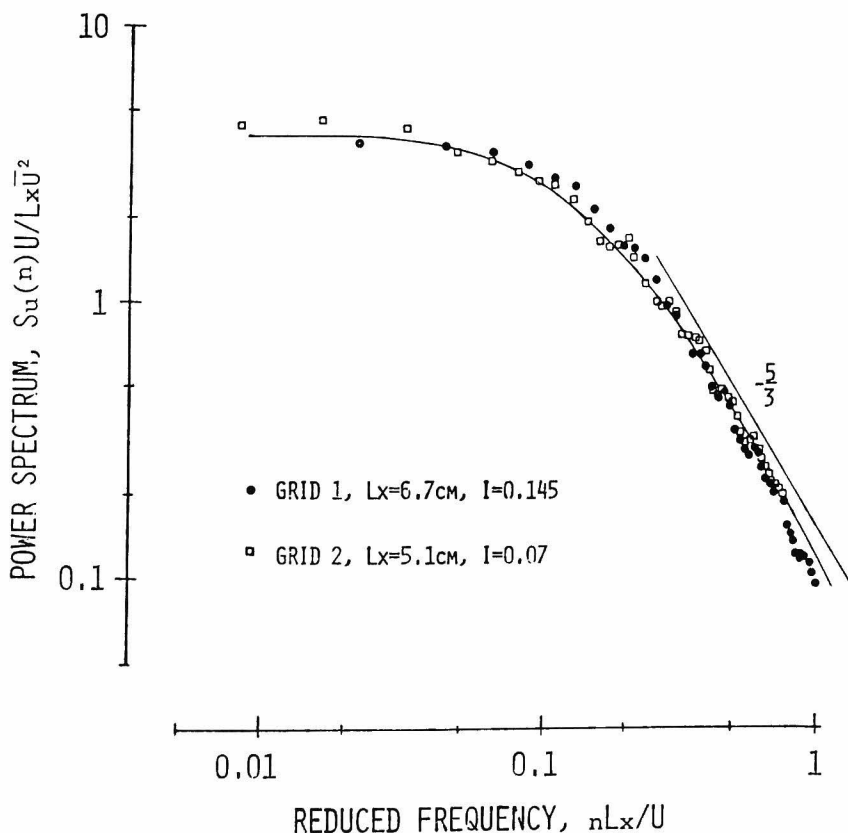


図1.3.4 主流方向の乱れのパワースペクトル密度、実線はKármánのスペクトル(1.3.5)式

る。格子間隔を基準としたレイノルズ数が 10^6 以上の場合、格子から十分離れた位置における主流方向の流速変動のパワースペクトル密度は (1.3.5) 式で表わされる Von Kármán のスペクトルに従うことが、各種の実験により明らかにされている¹¹⁾。

$$\frac{S_u(n) \cdot U}{L_x \cdot u^2} = \frac{4}{\left\{ 1 + 1.8 \left(\frac{2\pi n L_x}{U} \right)^2 \right\}^{\frac{5}{6}}} \quad (1.3.5)$$

ここに $S_u(n)$ は主流方向の流速変動のパワースペクトル密度、 n は周波数を表わしている。図 1.3.4 中の実線が Von Kármán のスペクトル (1.3.5) 式を表わしている。 $n \cdot L_x / U > 0.2$ におけるスペクトルの減少勾配は、若干 Kármán のスペクトルの減少勾配 ($n \cdot L_x / U \rightarrow \infty$ のとき $-5/3$) より大きいが、概して Kármán のスペクトルに一致しているといえる。なお本実験の場合の格子レイノルズ数は、格子 1 の場合 2.25×10^5 、格子 2 の場合 1.0×10^5 程度である。

パワースペクトル密度が (1.3.5) 式で表わされる場合、等方性乱流の主流方向の流速変動に関する、主流方向の相互相関係数と主流直角方向の相互相関係数は、それぞれ (1.3.6) 式及び (1.3.7) 式となる。

$$R_{11}(\xi, 0, 0, 0) = 0.54 \left(\frac{\xi}{L_x} \right)^{\frac{1}{3}} K_{\frac{1}{3}} \left(0.75 \frac{\xi}{L_x} \right) \quad (1.3.6)$$

$$R_{11}(0, \xi, 0, 0) = 0.54 \left(\frac{\xi}{L_x} \right)^{\frac{1}{3}} \left\{ K_{\frac{1}{3}} \left(0.75 \frac{\xi}{L_x} \right) - 0.38 \frac{\xi}{L_x} K_{-\frac{2}{3}} \left(0.75 \frac{\xi}{L_x} \right) \right\} \quad (1.3.7)$$

ここに R_{11} は相互相関係数、 $K_{\frac{1}{3}}$ 、 $K_{-\frac{2}{3}}$ は第 2 種の変形ベッセル関数を表わしている。

図 1.3.5 及び図 1.3.6 に角柱設置位置での、主流方向及び主流直角方向の相互相関係数を示した。主流方向の相互相関係数については、直接測定した値と、frozen turbulence の仮定に基づいて、自己相関係数より計算した値を示した。本実験のように nonfrozen な乱流場では、一般に直接測定

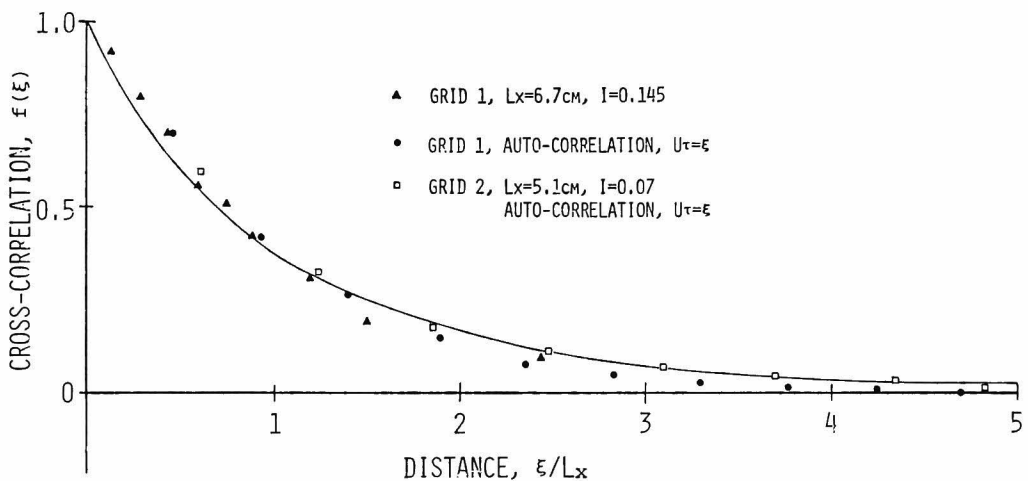


図 1.3.5 主流方向の流速変動の相互相関係数、実線は (1.3.6) 式

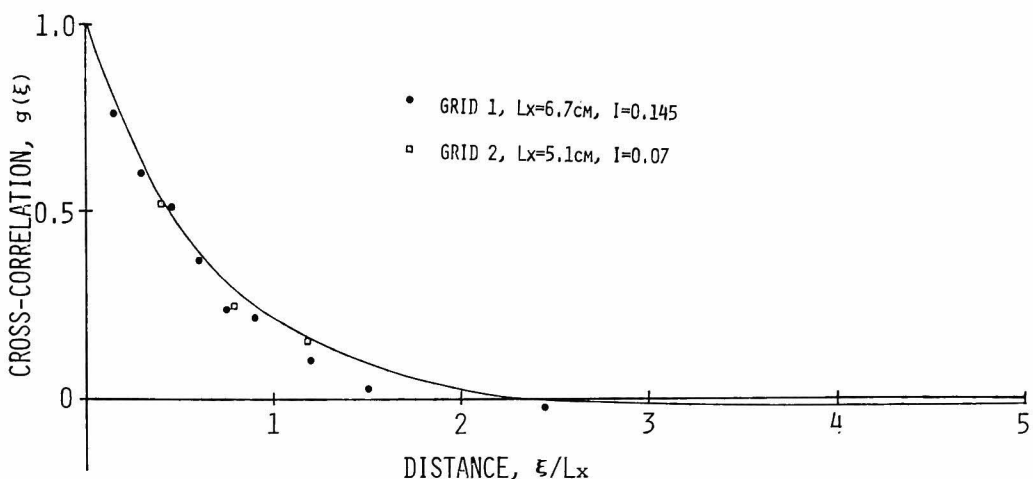


図 1. 3. 6 主流直角方向の流速変動の相互相関係数，実線は (1.3.7) 式

した値よりも，自己相関係数から計算した値の方が大きくなると考えられるのであるが，図 1. 3. 5 に示したように両者の差はあまり大きなものにはならない。このことは，図 1. 3. 3 の時空間相互相関係数に示されているように，時空間相互相関係数の形が測点間の距離の増大とともになだらかになるためである。また図 1. 3. 5，1. 3. 6 に示されているように，主流方向及び主流直角方向とも，相互相関係数は，(1. 3. 6) 式及び (1. 3. 7) 式とよく一致している。

なお，図 1. 3. 4 ～ 1. 3. 6 式中の主流方向の流速変動の積分スケールは，(1. 3. 8) 式より計算したものである。

$$L_x = \int_0^{\infty} R_{11}(\xi, 0, 0, 0) d\xi \quad (1.3.8)$$

上に述べたように，この積分スケールは流速変動の自己相関係数から (1.3.9) 式を用いて計算される乱れのスケールとほぼ等しい。

$$L_x = U \cdot \int_0^{\infty} R_{11}(0, 0, 0, \tau) d\tau \quad (1.3.9)$$

ここに $R_{11}(0, 0, 0, \tau)$ は，流速変動の自己相関係数を表わしている。

乱れの周波数別の相互相関を表わすコ・コヒーレンス (クロススペクトル密度の実部をパワースペクトル密度によって規準化した量) は，一様等方性乱流の主流方向の流速変動のパワースペクトル密度が (1.3.5) 式で表わされる場合，(1.3.10) 式となることが J.B.Robert 等の研究¹⁶⁾によって明らかにされた。

$$C_o\left(\frac{\xi}{L_x}, \frac{2\pi n \xi}{U}\right) = 0.99 \times \left\{ \eta^{\frac{5}{6}} K_{\frac{5}{6}}(\eta) - \frac{\eta^{\frac{11}{6}}}{2} K_{\frac{11}{6}}(\eta) \right\} \quad (1.3.10)$$

ここに $\eta = \left\{ \left(\frac{\xi}{1.34 L_x} \right)^2 + \left(\frac{2\pi n \xi}{U} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$ であり, $C_0 \left(\frac{\xi}{L_x}, \frac{2\pi n \xi}{U} \right)$ はコ・コヒーレンス

$K_{\frac{5}{6}}, K_{\frac{1}{6}}$ は第2種の変形ベッセル関数を表わしている。

図 1.3.7 に, 本実験のコ・コヒーレンスを示した。図中の実線が (1.3.10) 式によって計算したコ・コヒーレンスを表わしている。実験値の方がやや小さいが, ξ/L_x 及び $n\xi/U$ によるコ・コヒーレンスの変化の傾向はよく一致しているといえる。実験値の方が小さくなるのは, 本実験の乱流場が frozen なものでなく, nonfrozen なものであり, 乱渦の崩壊が著じるしいことに関連していると考えられる。

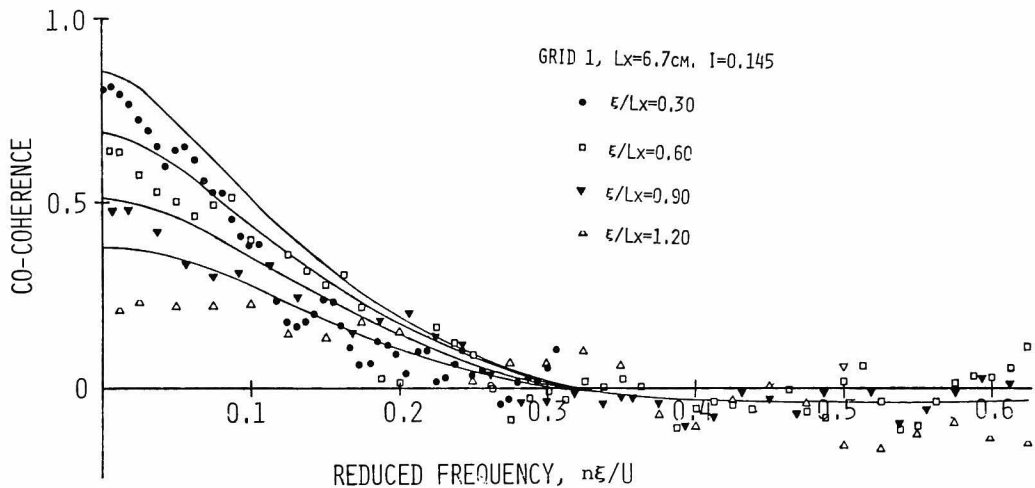


図 1.3.7 主流方向の風速変動のコ・コヒーレンス, 格子 1, 実線は (1.3.10) 式

主流方向の流速変動の確率密度分布は, 図 1.3.8 に示したように, (1.3.11) 式の正規確率密度関数によって, きわめてよく表わすことができる。

$$f(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_u} \cdot e^{-\left(\frac{u^2}{2\sigma_u^2}\right)} \quad (1.3.11)$$

ここに $f(u)$ は確率密度関数, σ_u は流速変動の標準偏差を表わしている。

以上述べたように, 角柱設置位置での乱れの諸特性は, 格子からの距離が十分でなかったにもかかわらず, 一様等方性乱流に近いと考えられる。

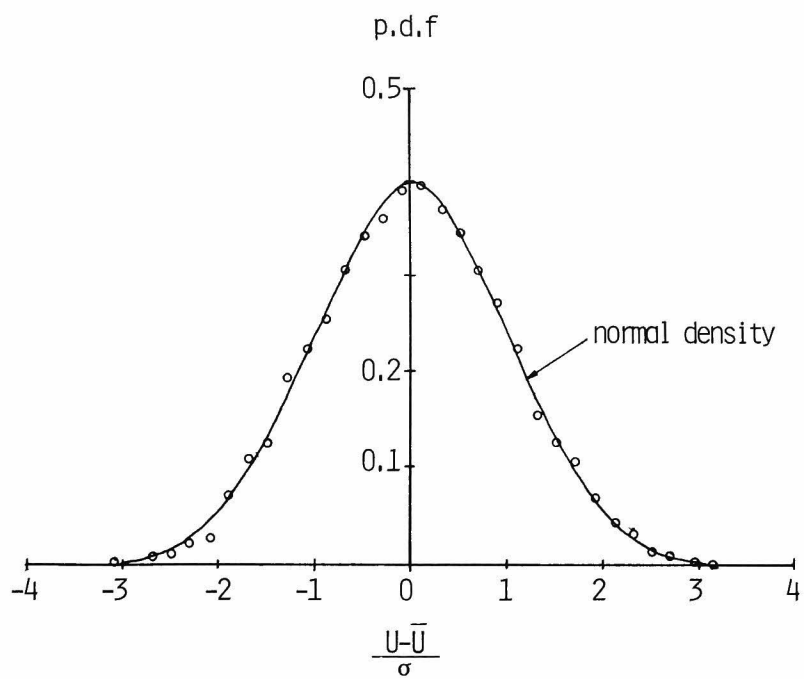


図 1.3.8 主流方向の流速変動の確率密度分布，格子 1，
実線は正規確率密度関数

1.4 角柱表面に作用する圧力の特性

1.4.1 圧力変動の一般的特性

乱れのない一様な流れのなかに角柱をおいた場合、角柱の両側面から渦が交互に周期的に放出され、それに伴って側面及び背面に作用する圧力が、周期的に変動する。図1.4.1は、乱れのない一様流中にある2次元正四角柱の各面の中央点に作用する圧力変動と、角柱の後流の流速変動の波形を示したものである。図1.4.1より側面の圧力係数が、後流の流速変動と同じ周期で、きわめて規則的に変動すること、及び相対する両側面の圧力変動の位相が 180° ずれていることがわかる。一方背面の圧力変動は、側面に比べてやや不規則な性状を示してはいるが、ほぼ側面の圧力変動の周期の約半分の周期で変動することがわかる。また当然のことながら、風上面の圧力はほとんど変動しない。側面及び背面に作用する圧力変動の強さや周期は、圧力変動の測定位置、迎角、角柱の大きさ、辺長比等によって変化するが、乱れのない一様流中の場合、圧力変動の主成分は、辺長比がかなり大きい、即ち流れの方向に細長い断面のものを除けば、角柱の両側面から周期的に放出される渦によって生じる規則的な変動である。

これに対して、乱流中にある角柱表面に作用する圧力変動はきわめて複雑である。図1.4.2は、迎角 0° の場合の格子乱流中（格子1）の正四角柱の各面中央点に作用する圧力変動と、角柱の風

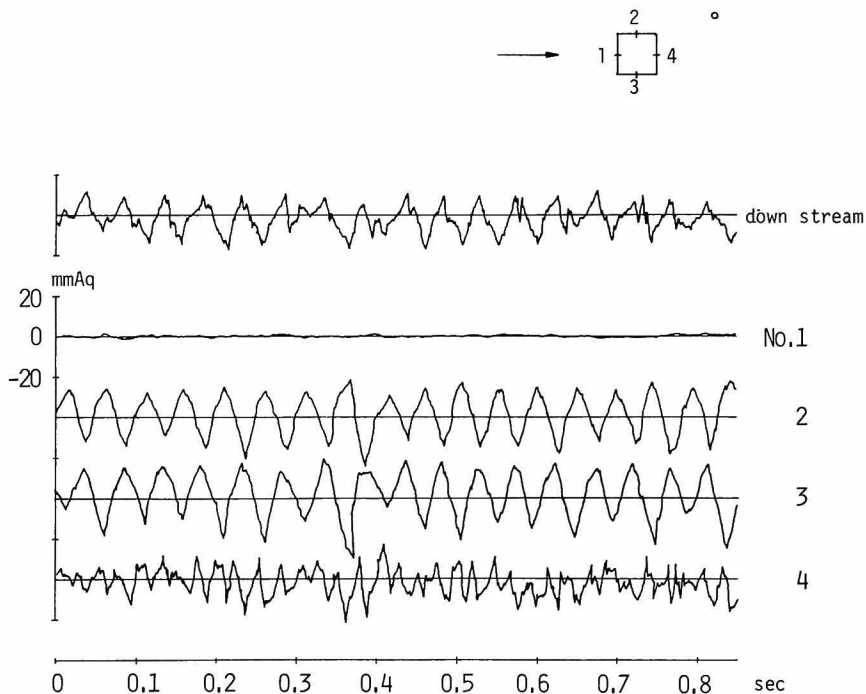


図1.4.1 乱れのない一様流中にある正四角柱表面に作用する圧力変動

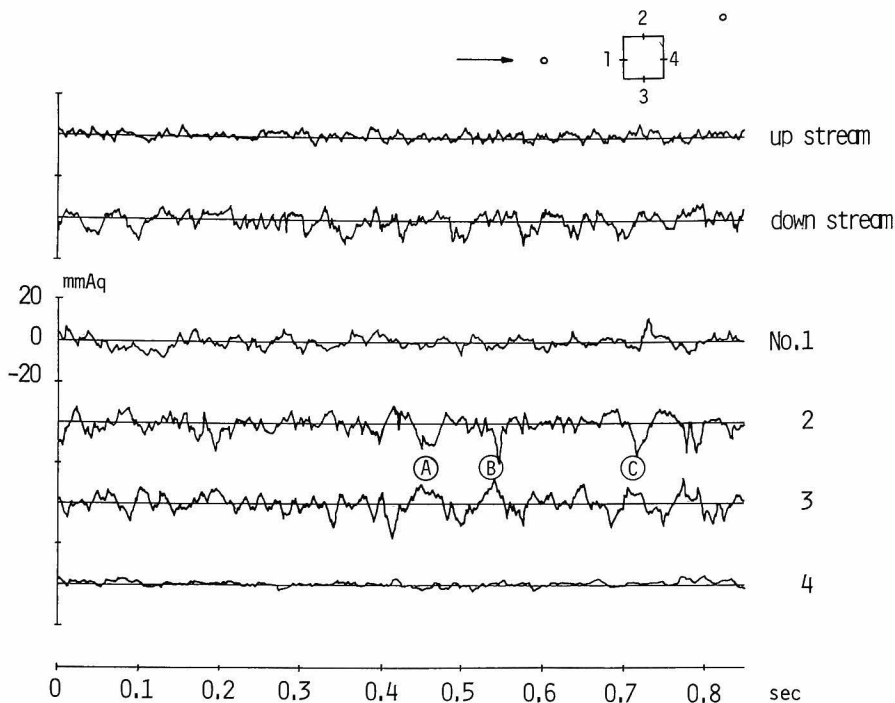


図 1. 4. 2 一様乱流中の角柱表面の圧力変動，格子 1， $B/L_x = 1.47$

上及び風下における流速変動の波形を示したものである。風上面に作用する圧力変動は、その風上の流速変動より約 0.0 2 秒程位相が遅れているが、その波形はきわめてよく流速変動に一致している。側面の圧力変動は、図 1. 4. 1 の乱れのない場合に比べて、きわめて不規則で、一見しただけでは明確な周期的変動を見出すことは難かしい。しかし図 1. 4. 2 に示した A, B, C 点での圧力変動の波形は、後流中の流速変動ときわめてよく対応し、また両側面の位相差も、乱れない場合と同様 180° であることから、これらの圧力変動の要因が、両側面から放出される交番渦によるものであることがわかる。一方背面の圧力変動は、変動の大きさがきわめて小さく、またその波形にも、乱れない場合に認められたような、側面の圧力変動の半分の周期の変動は認められない。

乱流中の場合の圧力変動の性状は、圧力変動の測定位置、一般流の乱れの性状、迎角、角柱の大きさ及び辺長比によってきわめて複雑に変化し、乱れない場合のように、圧力変動の主要因を明確に規定することは困難である。特に、剥離流の再付着現象が生じる側面上に作用する圧力変動は、図 1. 4. 3，1. 4. 4 に示したように、迎角及び測定点の位置によってきわめて複雑に変化する。迎角 60° の場合、側面の風上端付近では、パルス状のきわめて大きな圧力変動が認められるが、風下端付近では、乱れない場合と同様、圧力は後流に放出される交番渦によって周期的に変動する。一方、迎角 80° の場合には、側面全体に亘って、パルス状の大きな圧力変動が認められるが、その変動波形は、きわめて複雑な様相を示し、単に波形を観察するのみでは、変動の要因等を明ら

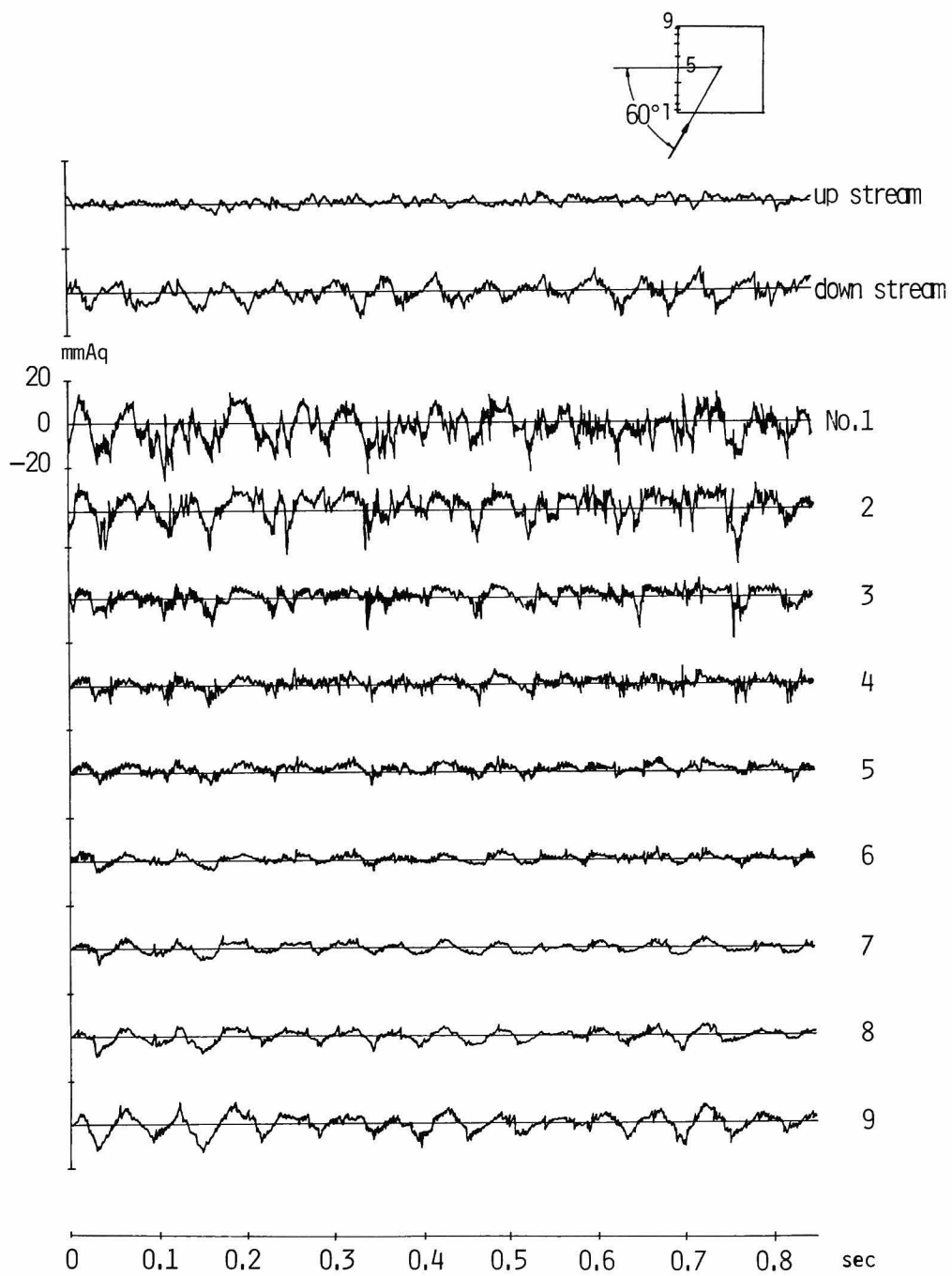


図 1.4.3 一様乱流中の角柱表面の圧力変動, $\alpha = 60^\circ$, 格子 1, $B/L_x = 1.47$

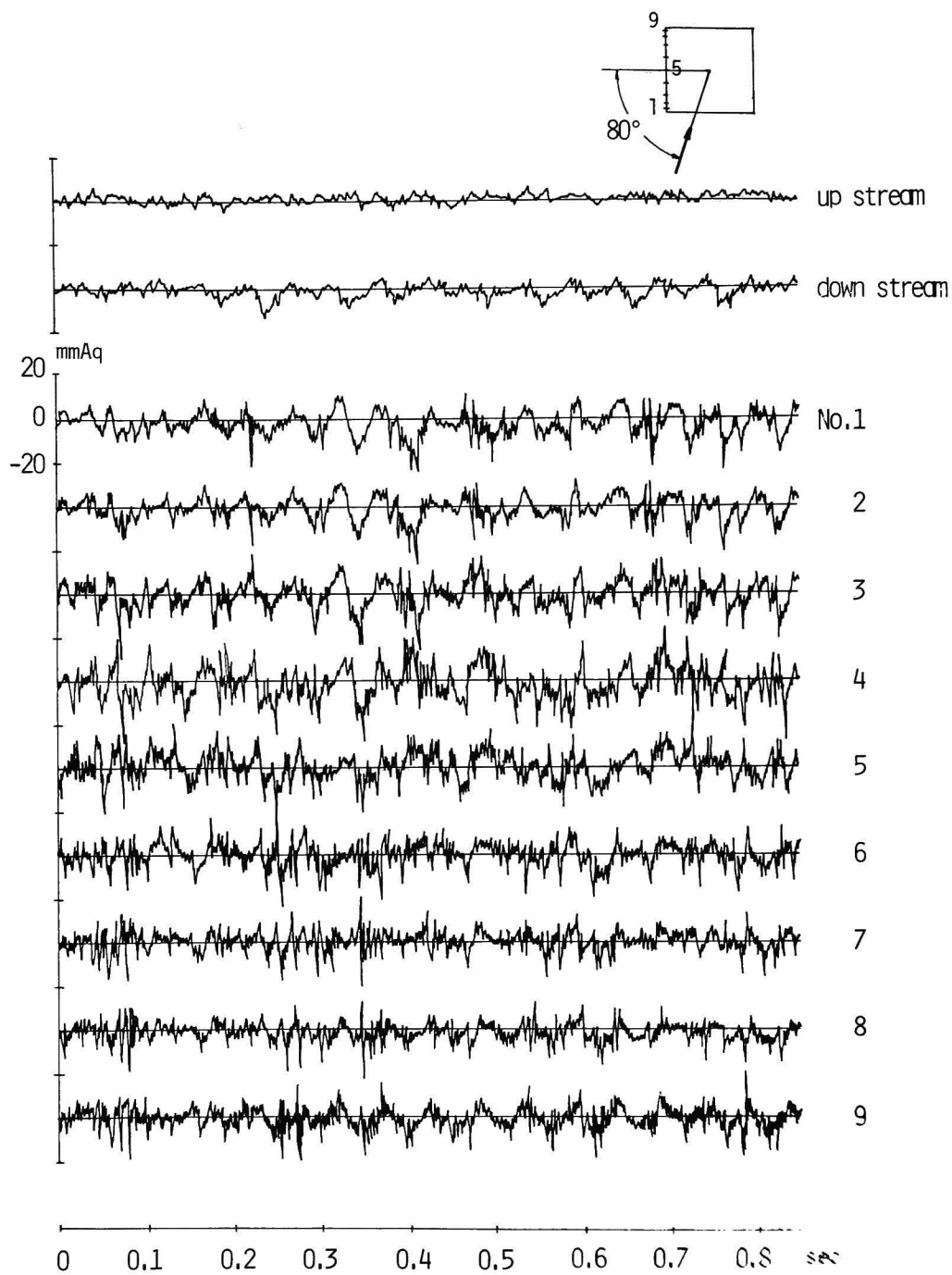


図 1.4.4 一様乱流中の角柱表面の圧力変動, $\alpha = 80^\circ$, 格子 1, $B/L_x = 1.47$

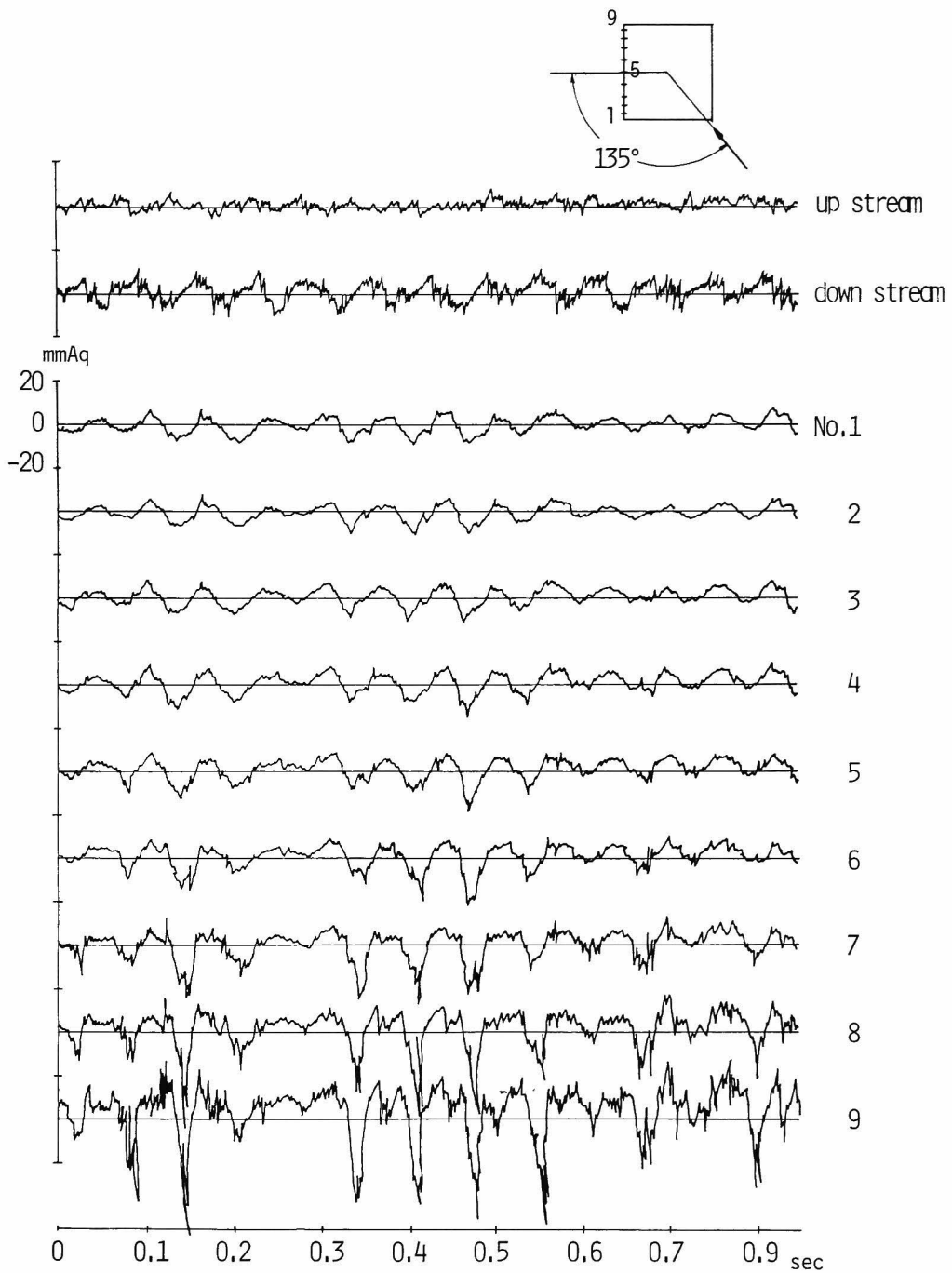


図 1.4.5 一様乱流中の角柱表面の圧力変動， $\alpha = 135^\circ$ ，格子1， $B/L_x = 1.47$

かにすることは難しい。

これに対し、再付着しない風下面の場合、図 1.4.5 に示したように、交番渦に伴う激しい圧力変動が卓越し、乱れの無い場合と大きな相違は認められない。ただ乱流中の方が、風下側の測点での圧力がよりパルス状で激しく変動する。

以下の節では、このような複雑な圧力変動の性状を、スペクトル解析等の統計解析の手法を用いて詳細に分析し、圧力変動の要因、圧力変動と一般流の乱れ性状との関係等を明らかにする。

1.4.2 圧力分布

一般に物体の表面に作用する圧力は、その周囲の流体場によって決定される。格子乱流中にある 2 次元角柱の場合、その周囲の流体場を定める量は、イ) 流体の物性、即ち流体の密度と粘性、ロ) 乱れの特性、即ち乱れのスケールと乱れの強さ、ハ) 物体の形状と大きさ、ニ) 迎角と流速である。したがって、角柱表面のある点に作用する圧力は、それらの諸量の関数として (1.4.1) 式で表現することができる。

$$P = f(\rho, \mu, L_x, \overline{u_\infty^2}, B, D, \alpha, U_\infty) \quad (1.4.1)$$

ここに P は角柱表面に作用する圧力、 ρ は流体の密度、 μ は粘性係数、 L_x は主流方向の乱れの積分スケール、 $\overline{u_\infty^2}$ は主流方向の流速変動の分散、 B は角柱の巾、 D は角柱の奥行、 α は迎角、 U_∞ は一般流の平均流速を表わしている。

次元解析を用いれば、 π 定理により (1.4.1) 式の関係は、上記の 9 つの諸量の組合わせによって得られる 6 つの無次元量の関係式に帰着する。即ち、

$$\frac{P}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} = C_p \left(\frac{\sqrt{\overline{u_\infty^2}}}{U_\infty}, \frac{L_x}{B}, \frac{D}{B}, \alpha, \frac{\rho \cdot B \cdot U_\infty}{\mu} \right) \quad (1.4.2)$$

である。上式の左辺の分母は一般に速度圧と呼ばれている。粘性のない定常な流れの場合には、ベルヌイの定理より、速度圧はよどみ点 (stagnation point) の圧力と一致する。(1.4.2) 式のように、速度圧で無次元化した圧力のことを、圧力係数と呼ぶ。

また左辺の最後の無次元量は、いわゆるレイノルズ数であるが、角柱のように角ばった形状の物体の場合、レイノルズ数の何如によらず、流れの剥離点が角柱の角に固定されるため、レイノルズ数の変化に伴う角柱周囲の流体場の変化は比較的小さいことが予想される。したがって、(1.4.2) 式中からレイノルズ数の項を省略すると、圧力係数は

$$\frac{P}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} = C_p \left(\frac{\sqrt{\overline{u_\infty^2}}}{U_\infty}, \frac{L_x}{B}, \frac{D}{B}, \alpha \right) \quad (1.4.3)$$

となり、乱れ強さ、乱れのスケール、辺長比、迎角の関数として表現される。以下に、それぞれのパラメータによって、格子乱流中にある 2 次元角柱に作用する圧力係数がどのように変化するかを、実験結果に基づいて明らかにする。

ところで、前節の図1.4.1～1.4.5で示したように、角柱表面に作用する圧力は、時間的に大きく変動する。一般にこのような圧力の時間変動は、平均値と変動成分の和として(1.4.4)式で表現される。

$$P(t) = \bar{P} + p(t) \quad (1.4.4)$$

ここで \bar{P} は一般には集合平均を表わすと考えられるが、圧力変動が定常である場合、エルゴード性を仮定すると時間平均値で表わすことが可能である。

$$\bar{P} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T P(t) dt \quad (1.4.5)$$

Tは測定時間を表わし、理論上は無有限大とするが、実際の測定では有限の時間である。

本節では、このように時間変動を伴う圧力の圧力係数を、その平均値、rms値(root mean square value)の意味、いわゆる標準偏差)、最大値、最小値に対応して、それぞれ平均圧力係数、変動圧力係数、最大圧力係数、最小圧力係数として(1.4.6)～(1.4.9)式によって定義した。

$$C_{p.m.} = \frac{\bar{P}}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2} \quad (1.4.6)$$

$$C_{p.rms} = \frac{\sqrt{\overline{p^2}}}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2} \quad (1.4.7)$$

$$C_{p.max} = \frac{P_{max}}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2} \quad (1.4.8)$$

$$C_{p.min} = \frac{P_{min}}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2} \quad (1.4.9)$$

ここに P_{max} 、 P_{min} は最大及び最小圧力である。また $C_{p.m.}$ 、 $C_{p.rms}$ 、 $C_{p.max}$ 、 $C_{p.min}$ が、それぞれ平均圧力係数、変動圧力係数、最大圧力係数、最小圧力係数と表わしている。

なお、平均圧力係数は圧力変動の測定時間Tの関数とはならないが、変動圧力係数、最大・最小圧力係数は、本来圧力変動の測定時間及び平均化時間の関数となる。本節で示す圧力係数の値は、測定時間10.24秒、平均化時間0.002秒に対応したものである。

図1.4.6は、格子1の乱流中にある一辺が10cmの正四角柱の表面に加わる圧力係数が、迎角に伴ってどのように変化するかを調べたものである。図中の白丸が平均圧力係数、四角が最小圧力係数、黒丸が変動圧力係数を表わしている。

平均圧力係数は、迎角が0°の場合、ほぼ風上面全体にわたって正でしかも平坦な分布となる。迎角が大きくなるにつれて、よどみ点が角柱の端に移動するため平均圧力係数が最大となる点が角柱の風上側の端へと移動し、迎角45°の場合には遂に風上側の端に達する。また最大値付近の

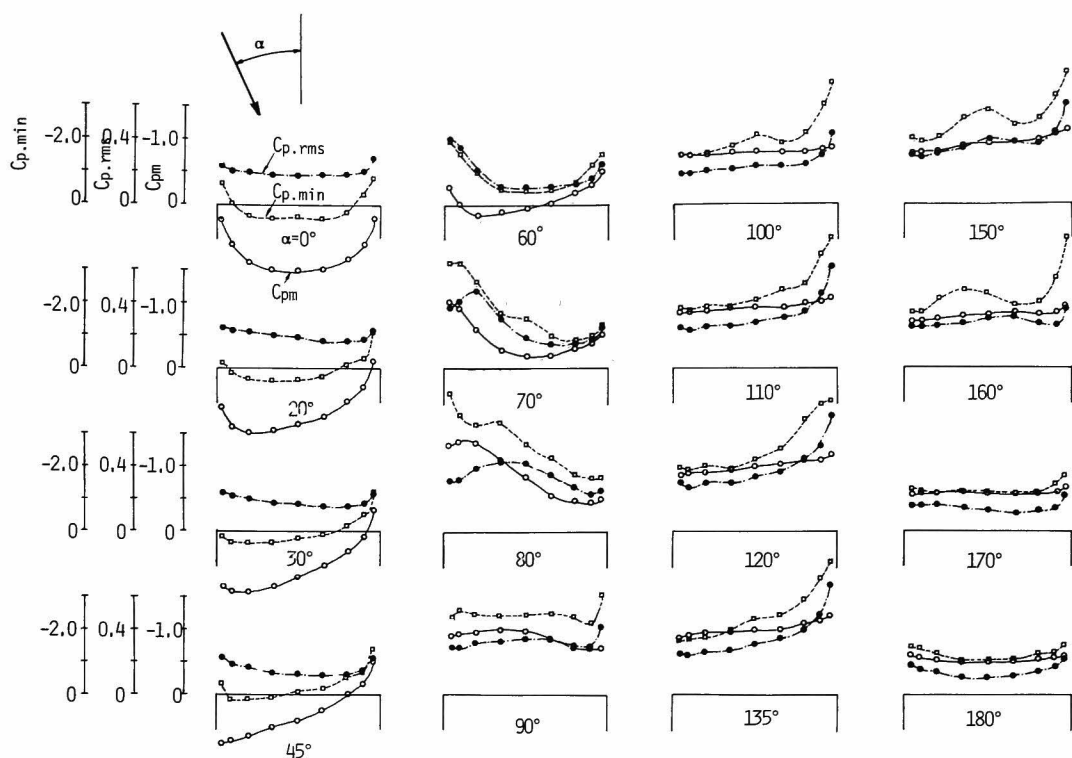


図 1.4.6 正四角柱表面の圧力分布，格子 1， $B/L_{\Sigma} = 1.47$ ， \bullet $C_{p,rms}$ ， \square $C_{p,min}$ ， \circ $C_{p,m}$ 。

圧力勾配は，迎角の変化とともに大きくなる。迎角が 60° 以上になると，流れが風上側の端で剥離し，風上端付近の平均圧力が急激に低下し，正から負へと転ずる。しかし，流れの方向と面のなす角度が大きいいため，風上端で剥離した流れはすぐ面に再付着する。そのため風下側の部分での流れは，迎角 45° の場合とそれ程異なることはなく，風下側での圧力は風下端へ向かう程低下する。したがって，平均圧力係数の分布形は，正の方へ凸形の分布となる。迎角が更に増大すると，流れと面のなす角度が小さくなるため，再付着点が風下側へと移動し，それに伴い風上側での圧力の低下がしだいに大きく，また広い範囲に及ぶようになる。風上側の平均圧力が最も低下するのは迎角が 80° のときで，迎角が更に大きくなると，圧力の低下域は広がるが，風上端での圧力は回復に向かう。迎角が 100° 以上になると，剥離流はもはや面に再付着しなくなるため，平均圧力係数の分布は，風下側でやや低下するが，ほぼ一様であるといえる。風下側での圧力の低下は，後流中に放出される渦によって引き起されると推察される。

一方変動圧力係数は，流れが剥離しない迎角 $0^\circ \sim 45^\circ$ の場合には，風上側の端付近で値が大きくなることを除けば，ほぼ平均圧力係数分布と似た分布形を示す。即ち，平均圧が大きいところでは変動圧も大きい。一方流れの剥離，再付着が生じる迎角 $60^\circ \sim 90^\circ$ の場合には平均圧の勾配が最も大きい点，即ち平均圧が流下方向に最も著しく変化する点で，変動圧は最大となる。圧力勾配が最大となる点は，迎角が増大するとともに風下へと移動するので，変動圧が最大とな

る点も迎角の増大とともに風下へ移動する。迎角が 90° 以上では、前節の図 1.4.5 に示したように、後流渦の影響が大きくなり、風下端へ向かうにつれて変動圧は急速に増大する。この風下端における変動圧の増大の傾向は、迎角が 135° まではしだいに強まるが、迎角が 150° 以上になるとしだいに弱まり、変動圧力係数分布は波状の傾向を示すようになる。

最小圧力係数の分布は、平均圧力分布と変動圧力分布の両方の特徴を合わせたような形状である。最小圧力係数が最小となるのは、迎角 80° の場合の風上端（前節の図 1.4.4 の点 1）と、迎角 135° の場合の風下端（前節の図 1.4.5 の点 9）で、 $C_{p,min} = -4.0$ であった。

以上のように、角柱の表面に作用する圧力の性状は、流れの剥離及び再付着といった現象に大きく左右される。したがって今後、流れが剥離しない迎角 $0^\circ \sim 45^\circ$ までを風上面、迎角 $60^\circ \sim 180^\circ$ までを風下面と呼んで一応区別して取扱う。また風下面のうちでも、迎角 90° 付近を側面、迎角 180° 付近を背面と呼ぶことにする。

次に上に述べた圧力係数の分布が、一般流の乱れの諸特性、即ち乱れ強さや乱れのスケールによって、どのように変化するかを調べることにする。角柱表面の平均圧力係数に及ぼす乱れの影響に関しては、既に桂、宮崎、B. E. Lee をはじめとする数多くの研究者によって、風洞実験に基づいた研究が行われてきた。^{1)~6)} Lee は大きさの異なる 2 つの風洞を用いて、乱れのスケールと角柱の中の比を広範囲に変化させた実験を行い、その結果から乱れと角柱のスケール比が約 1 のところで、平均圧力係数の値が大きく変化すると主張したが、桂や大屋等の実験結果では、そのような乱れのスケールによる平均圧力係数の大きな変化は認められず、平均圧力係数に大きな影響を及ぼすものは、乱れ強さであった。^{2), 4), 5)}

図 1.4.7 は、正四角柱の迎角 0° 及び 45° の場合即ち風上面に作用する平均圧力係数に対する、乱れ強さ及び乱れのスケールの影響を調べたものである。迎角 0° の場合、平均圧力係数は乱れ強さ及び乱れのスケールの影響はほとんど受けず、乱れの無い一様流中の場合とほとんど同じ分布を示す。迎角 45° の場合も、乱れが大きい場合に、風上端での平均圧力係数がやや小さくなること以外、ほとんど乱れの無い一様流中の場合と同じ分布を示している。乱れが大きい場合に、風上端での平均圧力係数が小さくなる原因は、この付近の平均圧力係数の勾配の変化が大きいことによる、乱れの風向変動（乱れの水平向成分）の影響である。

図 1.4.7 中の点線はポテンシャル流場における圧力分布の理論解、実線は A. Roshko の自由流線モデルによる理論解である。^{17), 18)} 図中の C_{pb} は、いわゆる基準背圧係数（base pressure coefficient）を示している。ちなみに、迎角 0° の場合の乱れの無い一様流中における背面中央点の平均圧力係数は -1.26 、格子 1（乱れ強さ 14.5% ）の乱流中の $B = 10\text{ cm}$ ($B/L_x = 1.47$) の角柱の背面中央点の平均圧力係数は -0.54 であった。図 1.4.7 よりわかるように、ポテンシャル流の理論解は、よどみ点付近では実験値に近い値を示すが、よどみ点から離れ角柱の端部に近づくにつれて、実験値との差は急速に拡大する。一方、Roshko の自由流線モデルによる理論解は、迎角 0° 、 45° の場合ともかなりよく実験値と一致しており、風上面の平均圧力係数分布が、Roshko の自由流線モデルによって、非常によく表現できることを示している。

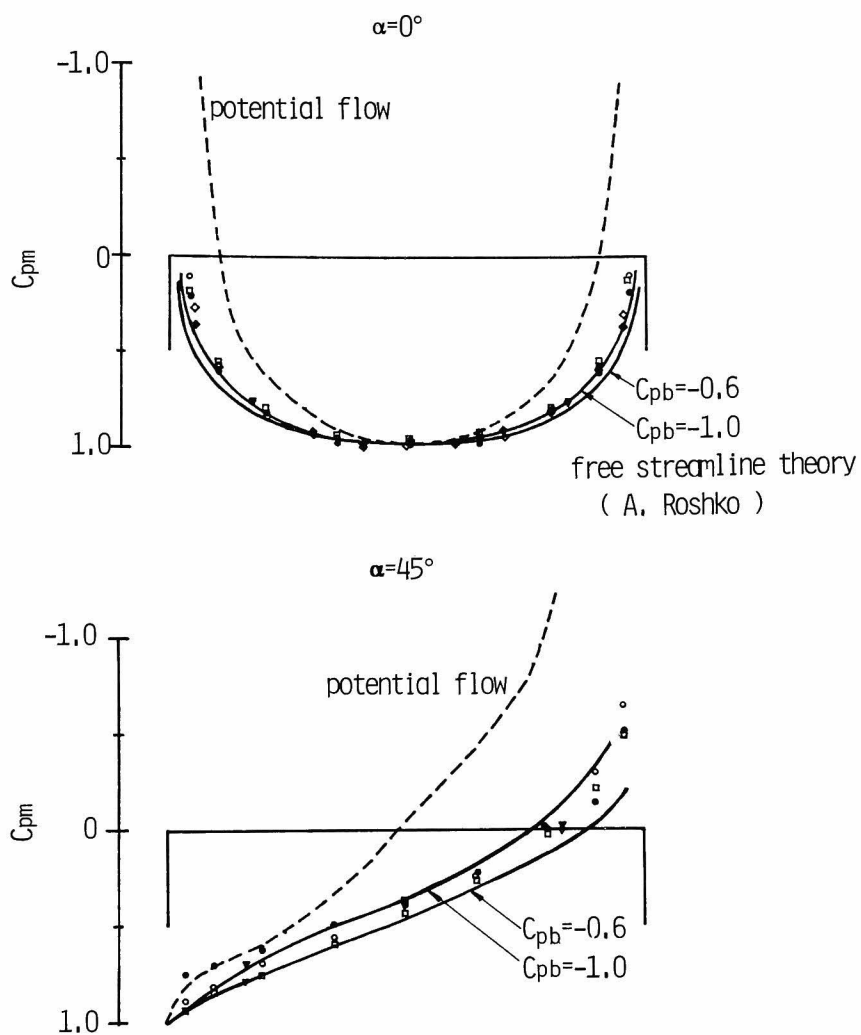


図 1.4.7 風上面の平均圧力分布

- ... 乱れの無い一様流中
- ▽ ... 格子 1 , 3 cm $B/L_X = 0.59$
- ... 1.0 cm 1.96
- ◇ ... 1.5 cm 2.94
- ▽ ... 格子 2 $B/L_X = 0.45$
- ... 1.49
- ◇ 2.24

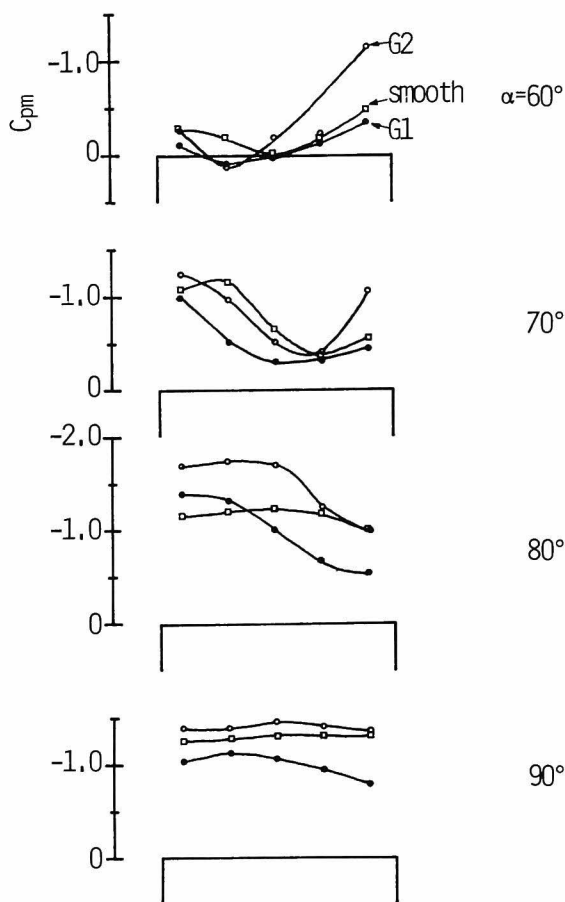


図 1.4.8 側面の平均圧力分布, $B = 5 \text{ cm}$, \square —様流, \bullet —格子 1, \circ —格子 2

このように風上面の場合には、一般流の乱れ特性は、その平均圧力分布にほとんど影響を及ぼさないが、迎角 60° より大きい場合には、平均圧力係数分布は乱れ特性によって、かなり大きな影響を受けるようになる。図 1.4.8 は、迎角が $60^\circ \sim 90^\circ$ までの側面の平均圧力係数が、乱れ強さによってどのように変化するかを調べたものである。流れの剥離に伴う側面の風上端での平均圧の低下域は、乱れが小さくなるにつれて拡大することが図 1.4.8 よりわかる。しかし風上端での平均圧の大きさは、必ずしも乱れが小さくなるにつれて低下するわけではない。たとえば、迎角 $70^\circ \sim 90^\circ$ の場合、風上端での平均圧が最小となるのは、格子 2 の乱流、即ち乱れ強さが 7 % の場合である。乱れ強さの変化に伴うこのような平均圧力係数の変化の傾向は、桂や Lee の実験結果とよく一致している^{2), 3)}。

乱れが大きい場合に、平均圧の低下域が小さくなる原因は、桂も指摘しているように、剥離流の再付着点がより風上側となるためである。剥離流は、その外層の平均流を連行することにより

— 26 —

一方、乱れのスケールが側面の平均圧力係数分布に与える影響は、図 1.4.10 に示したようにあまり大きくない。外層の乱れによる剥離流内の流体の連行効果は、本来乱れのスケールに依存し、乱れのスケールと角柱の中の比 B/L_X が減少するに伴い弱まることが予想されるが、この実験におけるスケール比 $B/L_X = 0.22 \sim 2.24$ の範囲内では、その依存性は小さいと考えることができる。

以上の結果より、平均圧力係数に対しては、乱れ強さは大きな影響をもつが、乱れのスケールはほとんど影響しないことが明らかとなった。このような結果は、変動圧力係数に対してもあてはまるであろうか。変動圧が剥離流中の乱れのみに依存し、その乱れ性状が、剥離流の時間平均特性によって定まる場合には、変動圧力係数も、乱れ強さのみに影響され、乱れのスケールにはあまり大きな影響は受けないと推察される。

図 1.4.11～1.4.13 は、正四角柱の中央点の平均圧力係数が、乱れ強さ及び乱れのスケールに伴ってどのように変化するかを、迎角 0° 、 90° 、 180° の場合について示したものである。平均圧

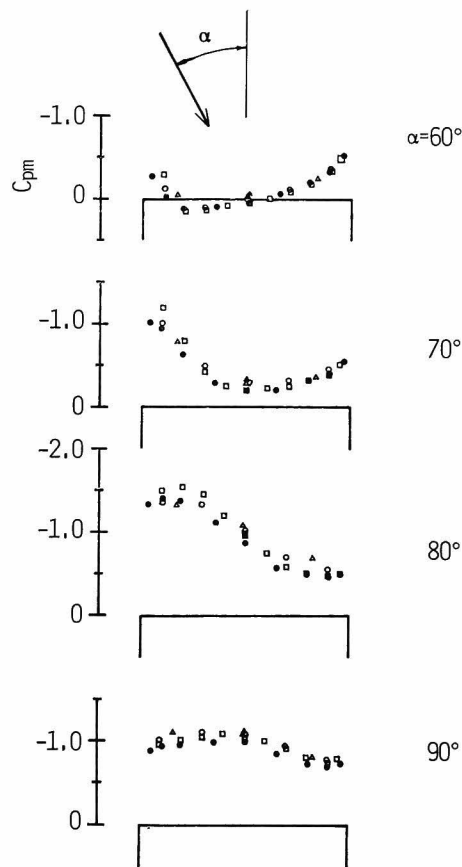


図 1.4.10 側面の平均圧力分布，格子 1， $\blacktriangle B/L_X = 0.22$ ， $\triangle 0.45$ ， $\circ 0.74$ ， $\bullet 1.47$

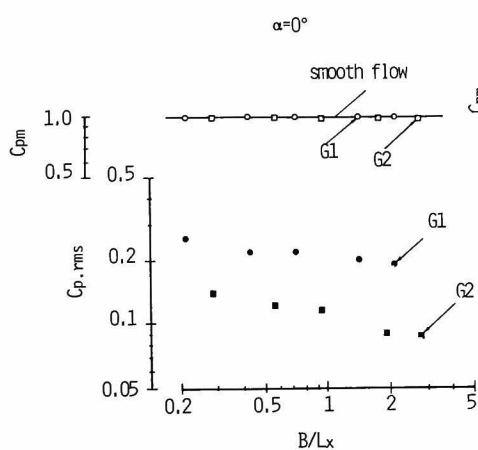


図 1.4.1.1
風上面中央点の圧力係数の B/L_x による変化

実線は平均圧力係数，一樣流
 ○ " ，格子 1
 □ " ，格子 2
 点線は変動圧力係数，一樣流
 ● " ，格子 1
 ■ " ，格子 2

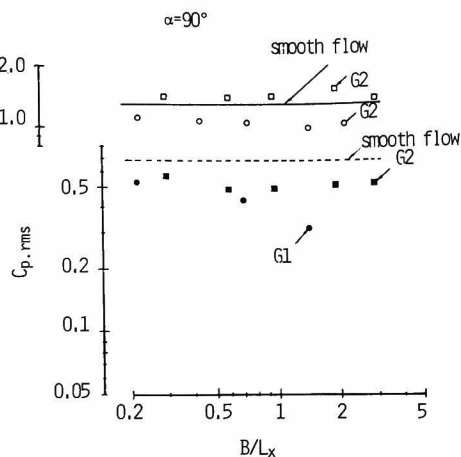


図 1.4.1.2
側面中央点の圧力係数の B/L_x による変化

実線は平均圧力係数，一樣流
 ○ " ，格子 1
 □ " ，格子 2
 点線は変動圧力係数，一樣流
 ● " ，格子 1
 ■ " ，格子 2

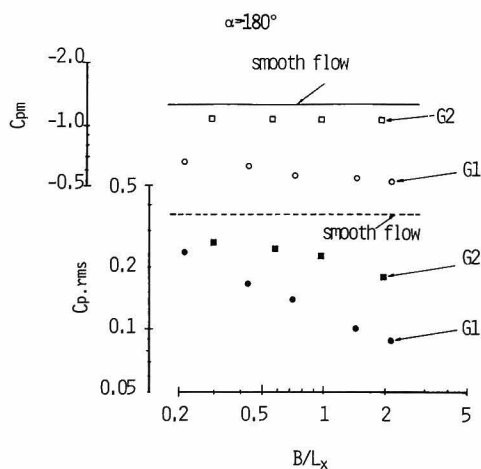


図 1.4.1.3 背面中央点の圧力係数の B/L_x による変化

実線は平均圧力係数，一樣流
 ○ " ，格子 1
 □ " ，格子 2
 点線は変動圧力係数，一樣流
 ● " ，格子 1
 ■ " ，格子 2

力係数は、迎角 180° の格子1（乱れ強さ14.5%）の乱流の場合、若干 B/L_x の増大とともに減少する傾向が認められるが、その他の場合には、ほとんど乱れのスケールの影響を受けず、乱れの強さのみに依存している。

一方変動圧力係数は、上述した推測と異なり、どの迎角の場合も乱れのスケールの影響を受け、スケール B/L_x の増大とともに、変動圧力係数は減少する。しかも減少の傾向は、どの迎角の場合もほとんど同じで、ほぼ B/L_x のべき乗に比例する。即ち、

$$C_{p,rms} \propto \left(\frac{B}{L_x}\right)^\alpha \quad (1.4.10)$$

となる。（1.4.10）式の指数 α が最も小さくなるのは迎角 180° の格子1の場合で $\alpha = -0.44$ である。迎角 180° の場合は、その圧力変動に及ぼす剥離流の影響が最も大きくなると考えられるにもかかわらず、変動圧力係数が乱れのスケールによって大きく影響を受けるところから、平均流場がほぼ相似な場合でも、剥離流内の乱流場は、外層の乱れによって著しく影響を受けていることがわかる。

一方、変動圧力係数に及ぼす乱れ強さの影響もきわめて大きい。迎角 0° の場合の変動圧力係数は、ほぼ乱れ強さに比例して増大するが、迎角 90° 、 180° の場合には、平均圧力係数の値が小さくなる（圧力係数の絶対値が大きくなる。）格子2（乱れ強さ7%）の方が格子1（乱れ強さ14.5%）の場合よりも大きい。また乱れのない一様流中の場合と比較すると、迎角 90° 、 180° の場合とも、変動圧力係数は乱れのない場合より小さい。迎角 90° の場合、平均圧力係数は格子2の場合の方が乱れのない場合より小さいが、変動圧力係数は乱れのない一様流中の場合の方が大きくなる。

次に辺長比が、圧力係数に及ぼす影響について述べてみたい。図1.4.14,1.4.15は、それぞれ迎角 $60^\circ \sim 90^\circ$ の場合の平均圧力係数と変動圧力係数の分布を、辺長比1～3の場合について示したものである。平均圧力係数は、辺長比が大きくなるにつれて小さくなるが、その分布形はほぼ相似で、辺長比にほとんど左右されない。また変動圧力係数の分布形も、平均圧力係数と同様ほとんど辺長比の影響を受けずほぼ相似形となる。このように、両圧力係数の分布形がほぼ相似形となることから、迎角 $60^\circ \sim 90^\circ$ の場合の角柱の側面の近傍の流れは、ほとんど辺長比、即ち角柱の奥行きの影響を受けないことがわかる。

以上に述べた事項は、いわば圧力の平均的特性である。窓ガラス等の外装材は、比較的狭い領域に、短時間大きな風荷重が作用することによって破壊することもあると考えられるので、圧力の平均的特性のみならず、瞬間的な特性を知ることも重要となる。勿論、先に述べた最小圧力係数は、その点の圧力の瞬間的な最小値に基づくものであり、外装材等の設計に対してきわめて有用な資料ではあるが、最小値の生起時間は、各点ごとに異なっていると考えられ、実際に最小圧力係数に対応した圧力分布が、瞬間的に実現されているわけではない。図1.4.16は、迎角 80° の場合における側面の瞬間的な圧力分布が、時間とともにどのように変化するかを調べたものである。図1.4.16中の鎖線が平均圧力係数、点線が最小圧力係数の分布を表わしている。瞬間的な圧力分

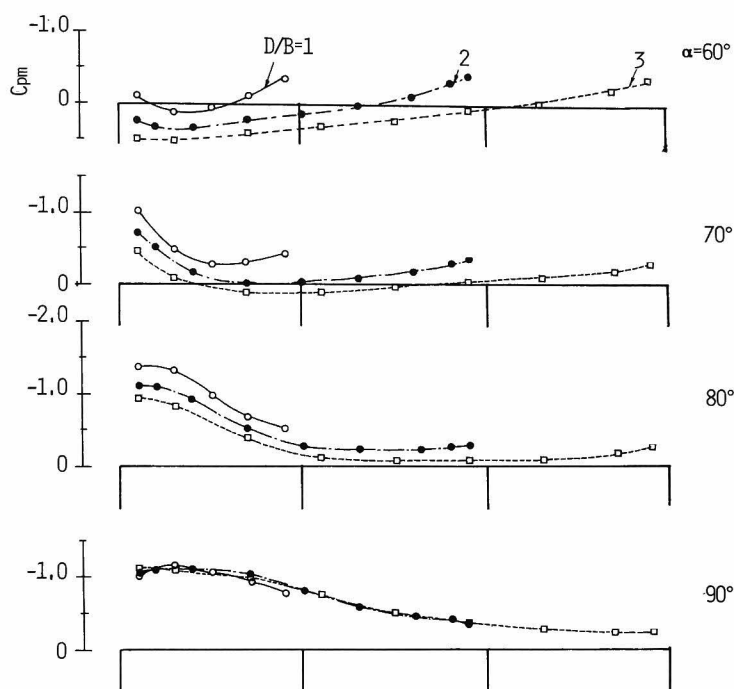


図 1.4.14 側面の平均圧力分布と辺長比の関係，格子 1，○ $D/B=1$ ，● $D/B=2$ ，□ $D/B=3$

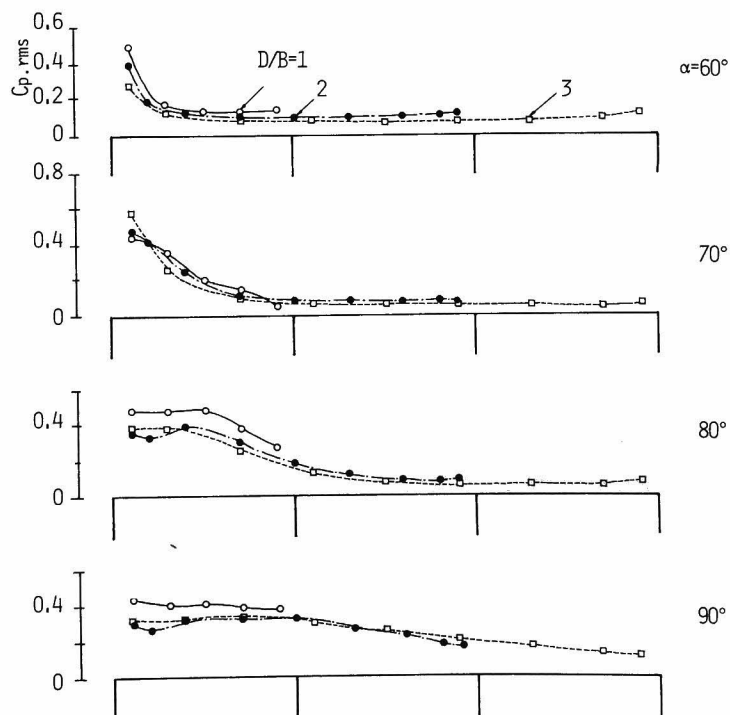


図 1.4.15 側面の変動圧力分布と辺長比の関係，格子 1，○ $D/B=1$ ，● $D/B=2$ ，□ $D/B=3$

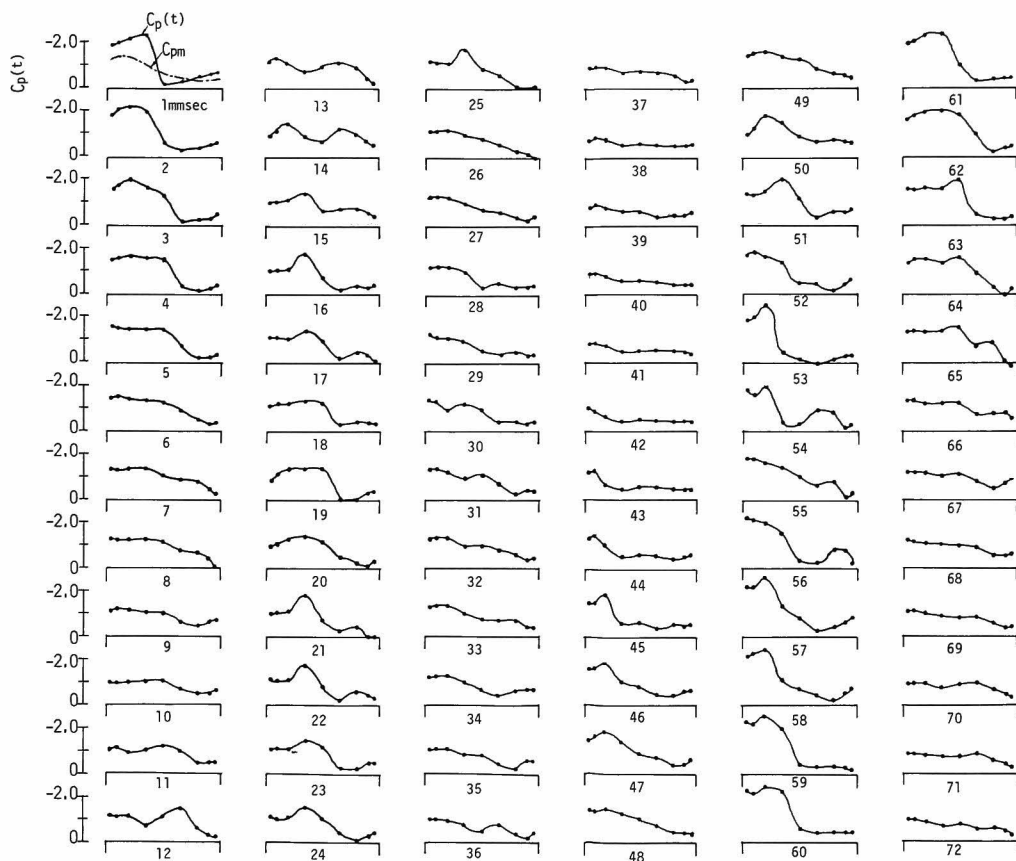


図 1.4.16 瞬間的な圧力分布， $\alpha = 80^\circ$ 側面，格子 1，（風向は左から右）

布は，平均圧力係数分布に相似な圧力分布を基本形状とし，風上側での圧力がきわめて低い形状（時刻 1 *mm.sec*）と，中央点付近での圧力が低い形状（時刻 1 2）と，風上と風下の両側に圧力の低い部分がある波形の形状（時刻 1 4）とが繰り返して出現する。圧力の低下が最も著しいのは，風上側での圧力がきわめて低い形状を示すときである。この場合には，まず風上端付近での圧力がきわめて低下し（時刻 1），その後圧力の低下域がしだいに風下側へとステップ状に拡大する（時刻 4）。圧力の低下領域が側面の中央点を過ぎるころから，風上側での圧力全体が回復しはじめ（時刻 1 0），もとの基本圧力分布形状に戻る。この過程の時間は，約 0.01～0.015秒程度である。したがって，強い局部負圧が作用する継続時間は，側面の風上端付近程大きくなる。しかし瞬間的には，側面の約 1/3 の領域全体にかなり大きな局部負圧が同時に作用することになり，圧力の作用面積による局部負圧の低下はほとんどないと考えられる。

1.4.3 圧力変動のパワースペクトル密度

構造物の応答性状や、外装材に作用する最大・最小圧力を確率統計的手法によって計算しようとする際に、きわめて重要な量の1つは、圧力変動のパワースペクトル密度である。定常不規則過程の場合、パワースペクトル密度は、ウィナー・キンチンの定理より、変動の自己相関関数のフーリエ変換として定義される。このようにして定義されたパワースペクトル密度は、実は変動の分散を周波数ごとにわけて示したものに相当し、変動の分散に対する各周波数成分の寄与率を表わしていると考えることができる。即ち、パワースペクトル密度を調べることによって、圧力変動の周期性やその周期等を見い出すことができる。本節では、圧力変動のパワースペクトル密度から、圧力変動の周期性等を調べ、圧力変動の要因等を明らかにする。

なお、本節で示したパワースペクトル密度は、Blackman と Tukeyの方法によって自己相関関数から計算したものである。^{20),21)}用いたウィンドウは、ハミング型ウィンドウである。解析の自由度はすべて200以上である。したがって規準化された標準誤差は0.07以下である。

図1.4.17は、格子1の乱流中にある正四角柱の中央点に作用する圧力変動の規準化パワースペクトル密度の、迎角による変化を示したものである。迎角が0°の場合の圧力変動の規準化パワースペクトル密度は、3節で示した一般流の流速変動のパワースペクトル密度と同様、周波数の増大に伴い単調に減少する。迎角が増大するにしたがって、後流中に周期的に放出される交番渦の影響が強まり、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近のスペクトルパワーが増大し、スペクトルピークがしだいに顕著となる。迎角が70°では、このスペクトルピークは一旦減少し、高周波成分の大きい変動性状を示す。迎角90°～135°までは、迎角の増大に伴い、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近のスペクトルピークは増々顕著となる一方、高周波領域での変動がしだいに小さくなる。迎角160°では、 $nB/U_\infty = 0.12$ のスペクトルピークが減少する一方、 $nB/U_\infty = 0.19$ 付近にもスペクトルピークが認められるようになる。迎角が180°になると、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近のスペクトルピークは消滅し、パワースペクトル密度は、迎角0°の場合と同様、周波数の増大とともに単調に減少する。

このように圧力変動のパワースペクトル密度は、迎角の違いによって大きく変化する。以下に迎角0°～45°、即ち風上面と、迎角60°～180°、即ち風下面に分け、圧力変動のパワースペクトル密度をより詳細に分析することにする。

風上面の圧力変動のパワースペクトル密度

ここでは、風上面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度が、一般流の乱れ強さ、乱れのスケール、測点の位置、及び迎角によってどのような影響を受けるかを検討する。

図1.4.18は、迎角0°の場合の正四角柱の風上面の中央点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度が、乱れ強さ及び乱れのスケールによって、どのような影響を受けるかを調べたものである。図1.4.18の横軸は、無次元化周波数 nL_x/U_∞ (n は周波数)、縦軸は無次元化パワースペクトル $S_p(n)/\rho^2 L_x U_\infty^2$ ($S_p(n)$ は圧力変動のパワースペクトル密度)を表わしている。このように両軸をとると、5節で述べるように、圧力変動が一般流の流速変動にしたがって準静的に変動する場合、角柱の風上面のよどみ点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度は、乱

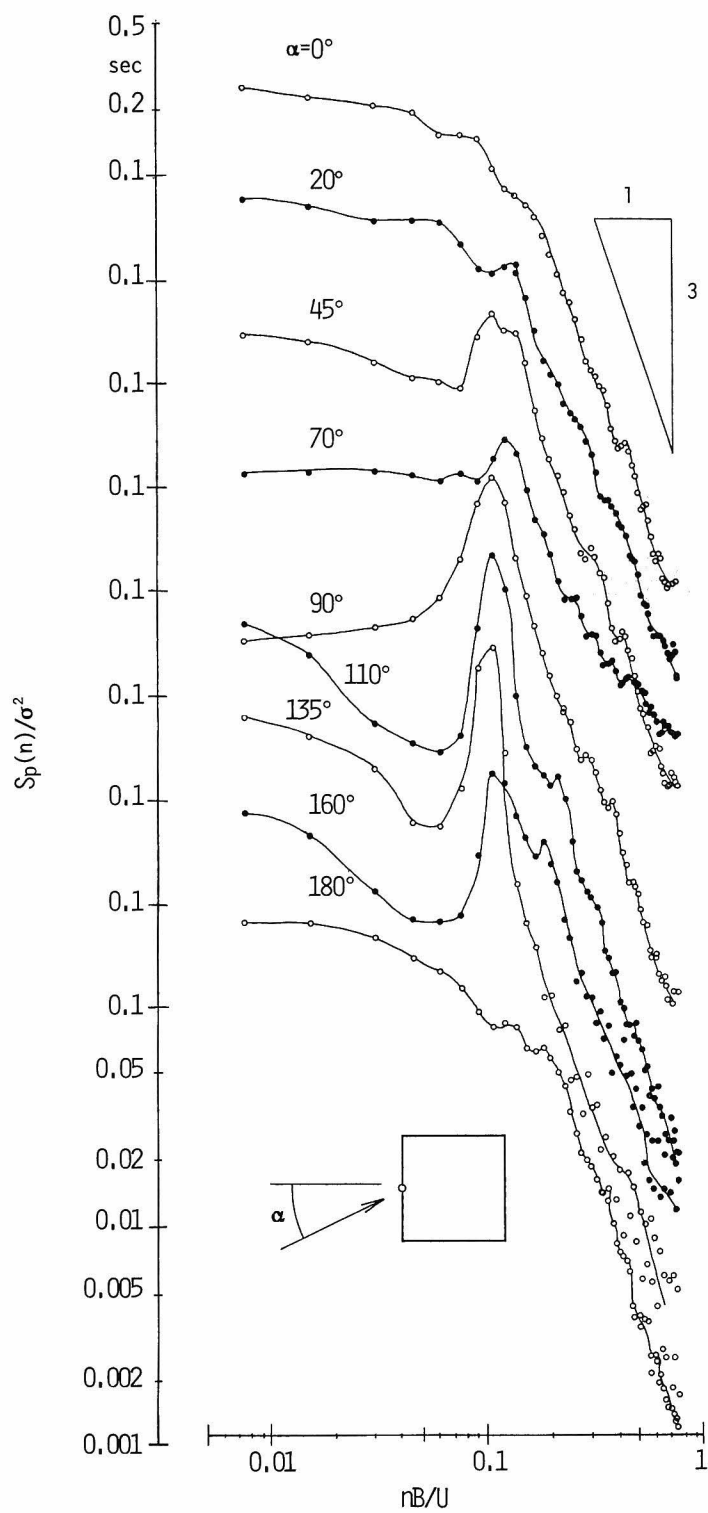


図 1.4.17 中央点の規準化パワースペクトル密度，格子 1， $B/L_x=1.47$

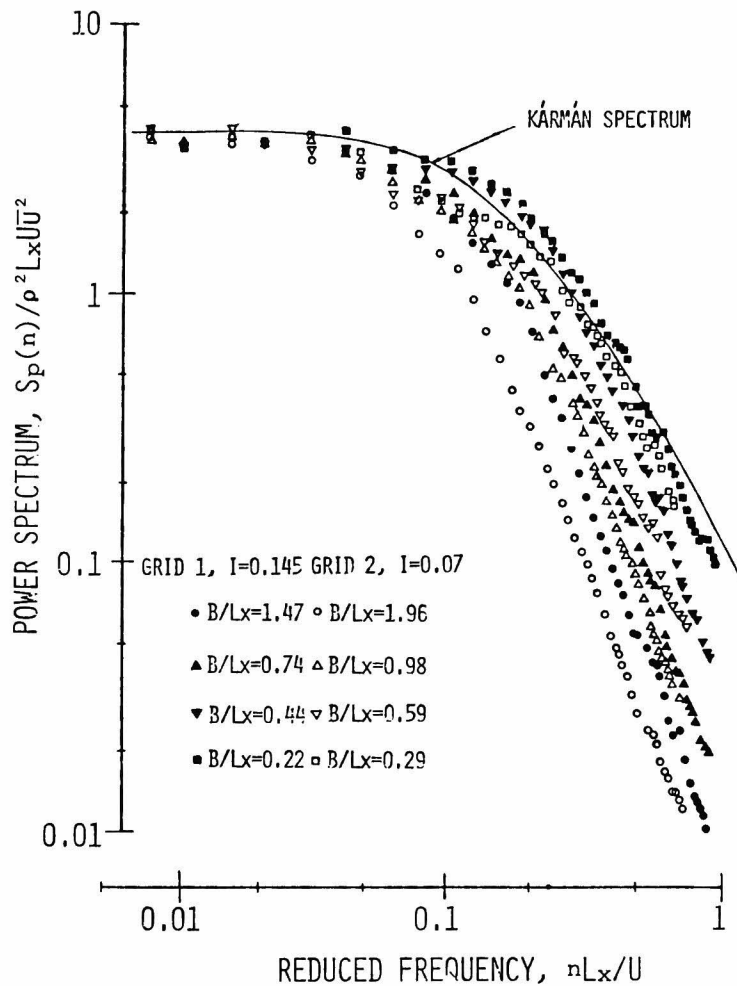


図1.4.18 風上面の中央点の圧力変動のパワースペクトル密度, $\alpha = 0^\circ$

れのスケール (B/L_x) 及び乱れ強さ ($\sqrt{u_\infty^2}/U_\infty$) に関係なく同一となる。図1.4.18 中の実線は、3節(1.3.5)式のVon Kármán のパワースペクトルを用いて準静的理論から計算した圧力変動のパワースペクトル密度である。本実験より求めた圧力変動のパワースペクトル密度は、 $nL_x/U_\infty < 0.01$ の低周波数領域では、 B/L_x 及び $\sqrt{u_\infty^2}/U_\infty$ に関係なく、準静的パワースペクトルに近づいているが、高周波数領域では準静的パワースペクトルよりかなり小さくなる。また、無次元化パワースペクトルは、乱れ強さと関係なく、乱れと角柱のスケール比 B/L_x のみの関係として表わされ B/L_x が增大するにつれて、高周波数域での変動のパワーが小さくなる。即ち、

$$\frac{S_p(n)}{\rho^2 L_x \cdot U_\infty \bar{u}_\infty^2} = \phi\left(\frac{nL_x}{U_\infty}, \frac{B}{L_x}\right) \quad (1.4.11)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \left(\frac{B}{L_x}\right)} < 0, \quad \frac{\partial \phi}{\partial \left(\frac{nL_x}{U_\infty}\right)} < 0$$

となる。

図 1.4.19 は、迎角 0° の場合の風上面中央点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度が、辺長比によってどのように変化するかを調べたものである。図 1.4.19 より、無次元化パワースペクトル密度は、ほとんど辺長比の影響を受けず、 B/L_x のみの関数で表わされることがわかる。したがって、迎角 0° の場合の風上面の中央点の圧力変動は、ほとんど後流の影響を受けず、その

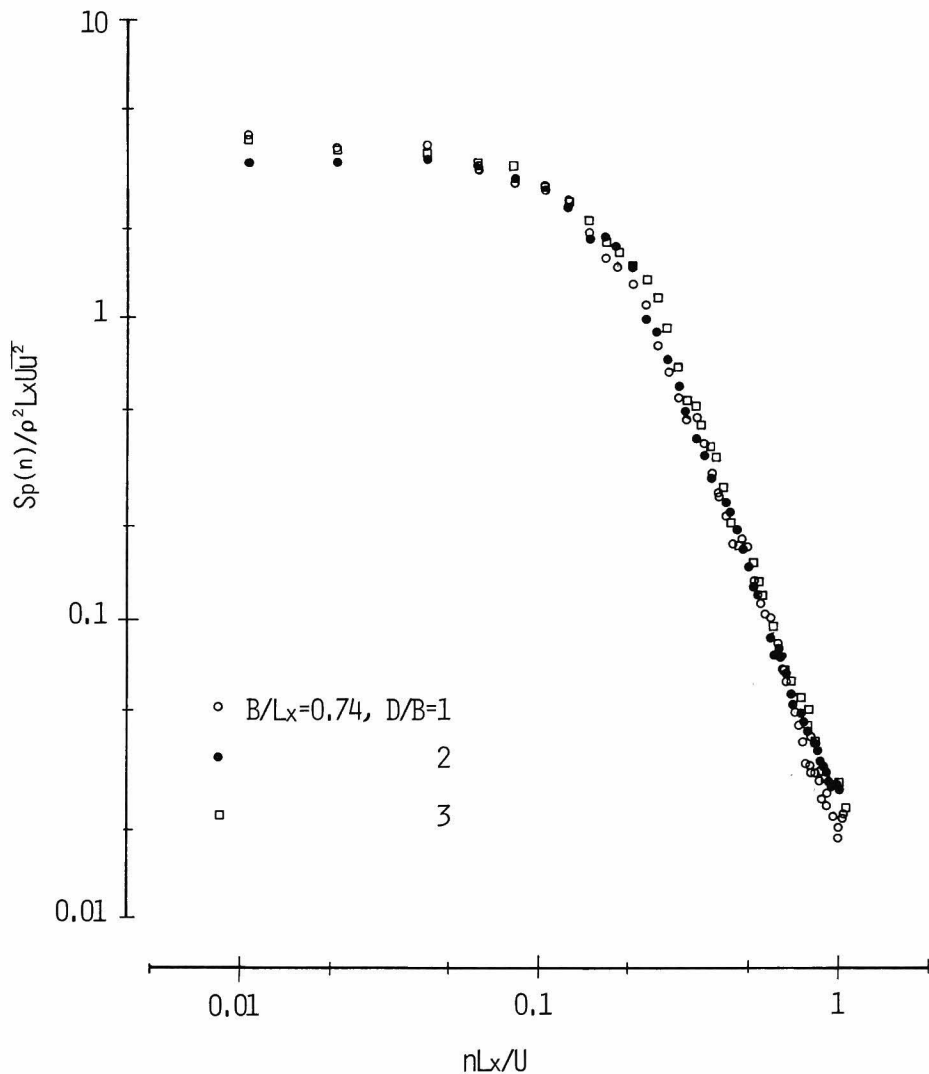


図 1.4.19 a) 風上面の中央点の圧力変動のパワースペクトル密度，格子 1， $\alpha = 0^\circ$

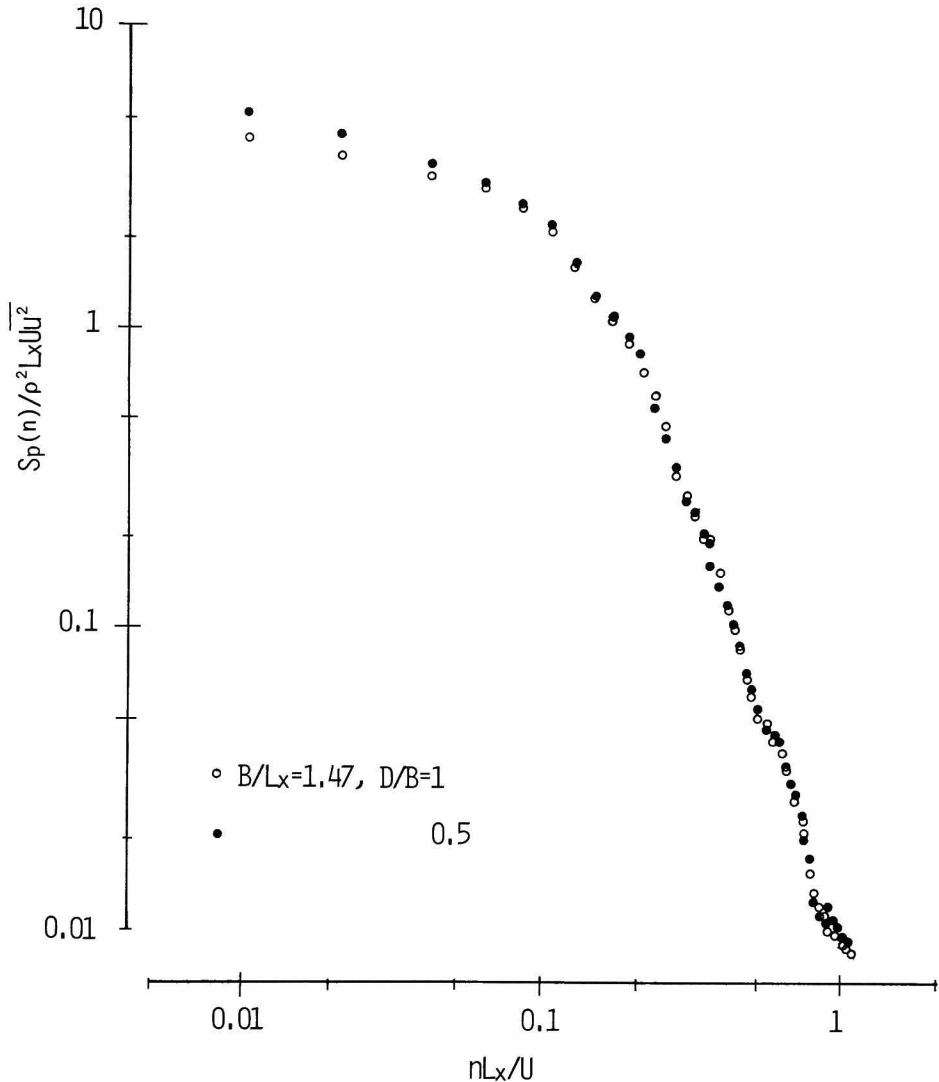


図 1.4.19 b) 風上面の中央点の圧力変動のパワースペクトル密度，格子 1， $\alpha = 0^\circ$

風上から近づいてくる乱れの状態のみに依存していること，また風上から中央点に向かって近づいてくる乱れの状態も，ほとんど後流に影響されないといえる。

一方，中央点以外の点に作用する圧力変動パワースペクトル密度は，図 1.4.20 に示したように，角柱の端部へ向かうにつれて，圧力変動の高周波数成分が増大し，高周波数領域におけるパワースペクトル密度の減少勾配が小さくなる。ちなみに，角柱の中央点のパワースペクトル密度は，高周波数領域において，周波数の -3 乗に比例して減少するのに対して，角柱の端部近くでは -2 乗程度となり，一般流の流速変動のパワースペクトル密度の減少勾配 $-5/3$ 乗に近い勾配で減少する。この要因は，1.5 節で考察するように，圧力変動に対する乱れの横方向成分の影響によるものであろうと推察される。

また，端部近くでの圧力変動は，後流の影響もかなり受けるようで， $nB/U_\infty = 0.12$ 付近に，

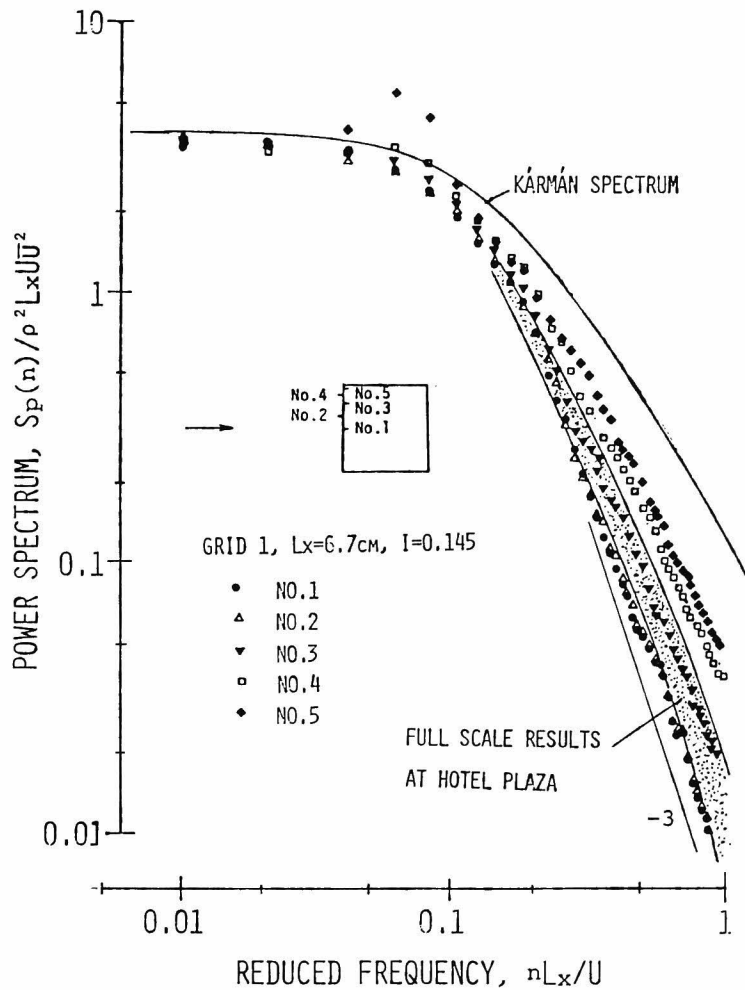


図 1.4.20 風上面の圧力変動のパワースペクトル密度, $\alpha = 0^\circ$, $B/L_x = 1.47$

後流の交番渦の影響と考えられる スペクトルピークが存在する。この後流渦の影響の大きさは、辺長比によってかなり異なる。図 1.4.21, 1.4.22 は、角柱の端部付近のパワースペクトル密度が、辺長比によってどのように影響されるかを調べたものである。辺長比 $B/D = 0.5$ の場合には、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近にかなり鋭いスペクトルピークがあり、後流渦の影響がかなり大きい。辺長比 B/D が 2 以上では、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近のスペクトルピークは消滅し、スペクトルは周波数の増大とともに単調に減少する。

これらの結果は、平板に作用する圧力変動に関する桂²⁾や P.W. Bearman²²⁾ の実験結果や、2 次元円柱のよどみ点に作用する圧力変動に関する D. Surry²²⁾ の実験結果、また第 5 章で示す大阪ホテルプラザにおける壁面

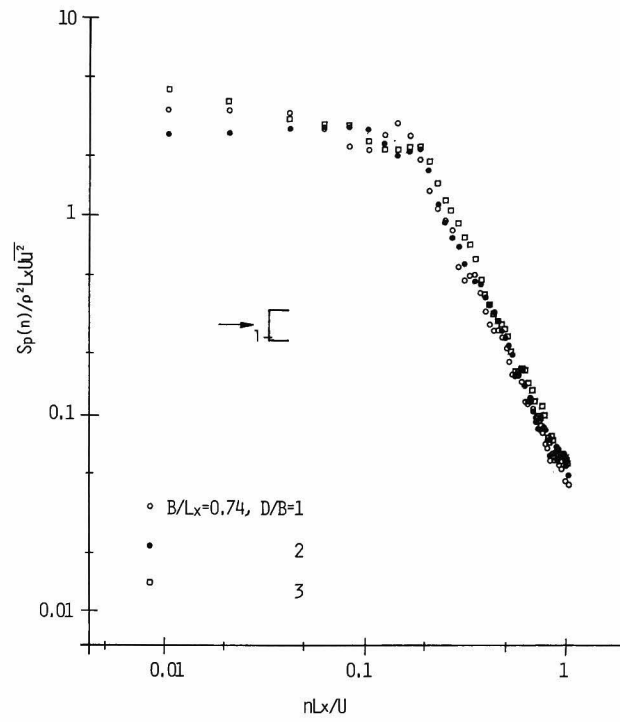


図 1. 4. 2 1 風上面の端部付近の圧力変動のパワースペクトル密度, 格子 1, $\alpha=0^\circ$

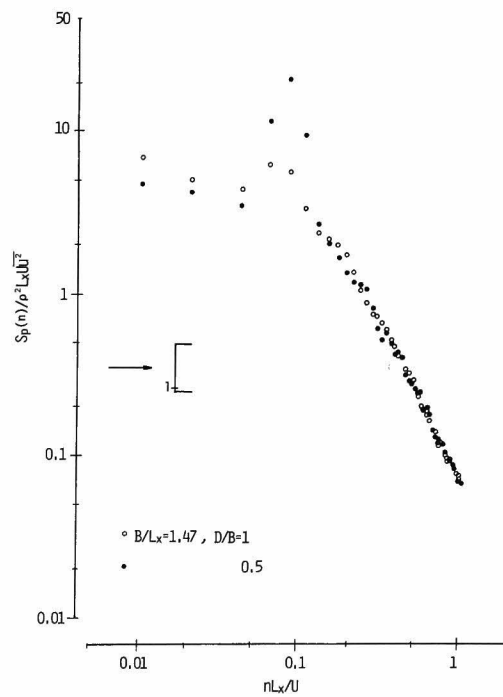


図 1. 4. 2 2 風上面の端部付近の圧力変動のパワースペクトル密度, 格子 1, $\alpha=0^\circ$

圧力の観測結果⁷⁾、川口等による大林ビルでの実測結果²⁴⁾、藤本等による中野電々ビルでの実測結果²⁵⁾、松井等による早稲田大学校舎での実測結果²⁶⁾ときわめてよく一致している。

次に上述した風上面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度の特性が、迎角に伴ってどのように変化するかについて述べる。図 1.4.23 は、正四角柱の風上面中央点の圧力変動のパワースペクトル密度が、迎角に伴ってどのように変化するかを調べたものである。迎角が大きくなる

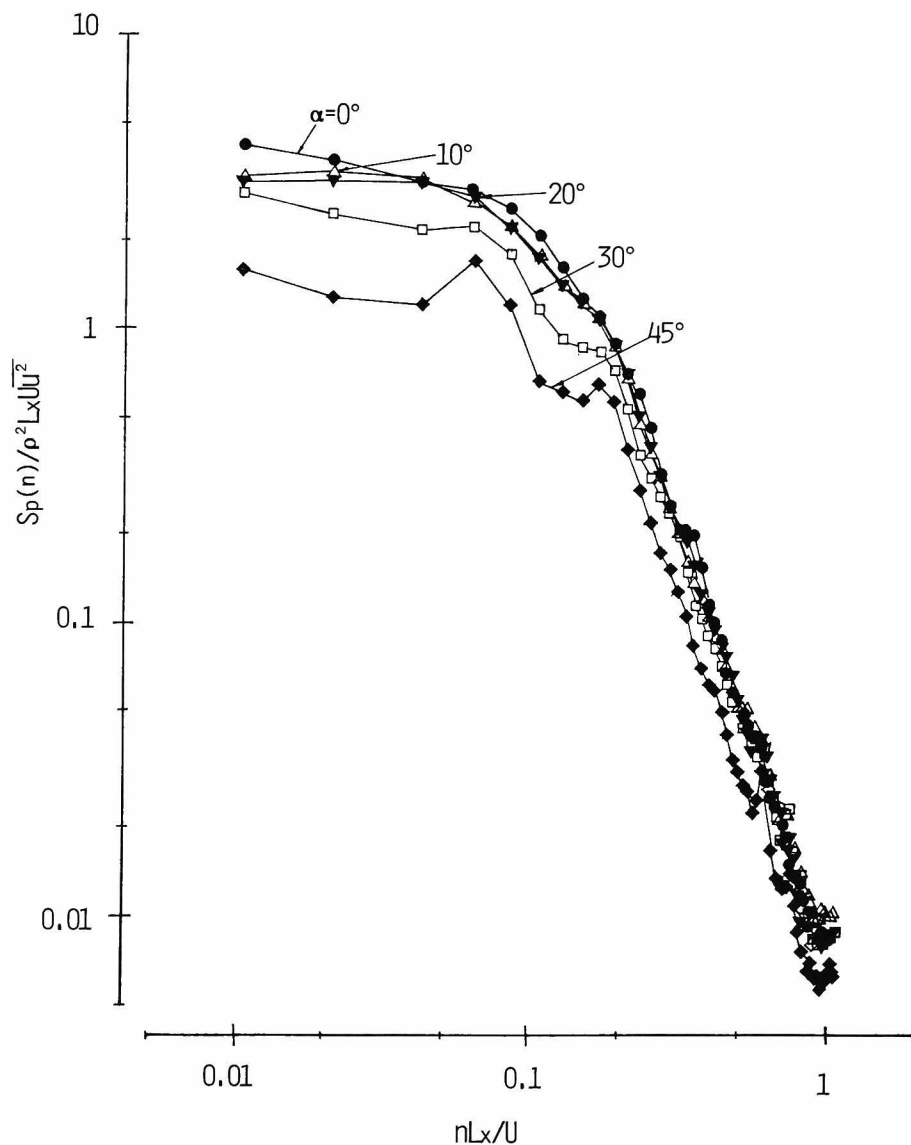


図 1.4.23 風上面の中央点の圧力変動のパワースペクトル密度と迎角の関係, $B/L_x = 1.47$, 格子1

にしたがい、圧力変動の低周波成分はしだいに減少する傾向を示す。しかし、高周波領域における圧力変動のパワーは、迎角の影響をほとんど受けずほぼ同一の値を保つ。

また図 1.4.24 は、 0° から 30° までの迎角に関する正四角柱の風上面のよどみ点付近の圧力変動のパワースペクトル密度を示したものである。よどみ点の決定は、前項の図 1.4.6 に示した平均圧力係数分布から、平均圧力係数が最大になる点を選んだ。図 1.4.24 よりわかるように、よどみ点付近の圧力変動のパワースペクトル密度は、迎角によってほとんど変化しない。

一方、よどみ点以外の点における圧力変動のパワースペクトル密度は、図 1.4.25, 1.4.26 に示した迎角 30° の結果と図 1.4.20 に示した迎角 0° の結果との比較より明らかなように、迎角によってきわめて大きな影響をうける。即ち、迎角が大きい場合、よどみ点より風上側では、パワースペクトルの低周波成分は著じるしく増大し、風下側では逆に著じるしく減少するようになる。一方高周波数成分は、よどみ点より風上側ではかなり増大するが、風下側ではよどみ点とほとんど変わら

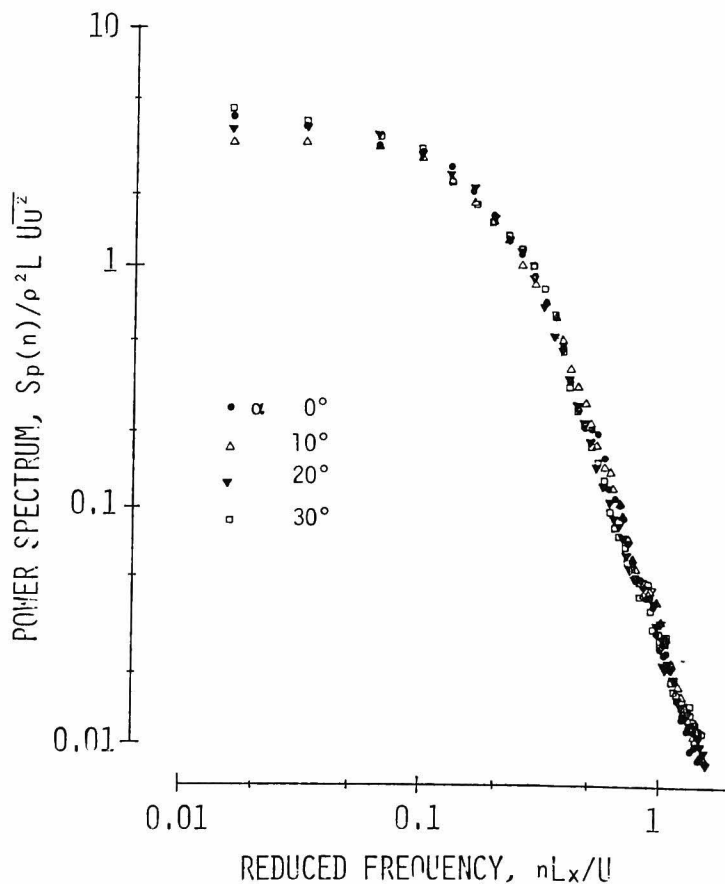


図 1.4.24 風上面のよどみ点付近に作用する圧力変動のパワースペクトル密度, 格子 1, $B/L_x = 1.47$

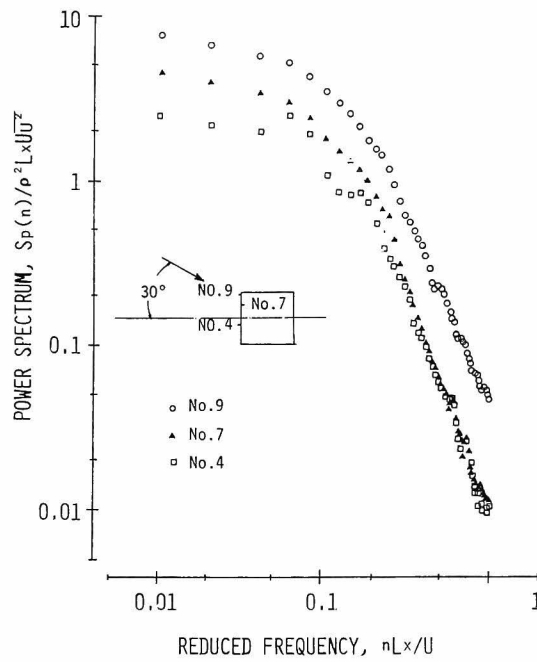


図 1. 4. 2 5 風上面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度、格子 1、 $B/L_x=1.47$

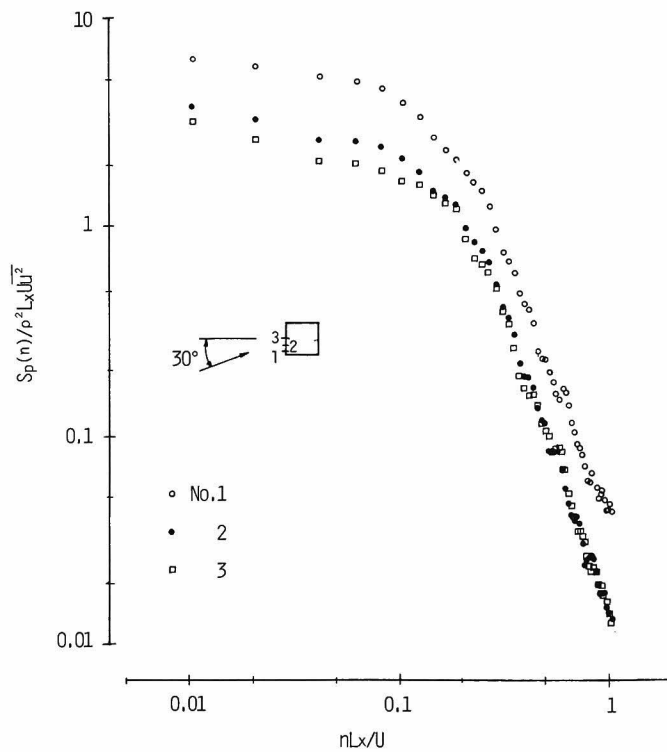


図 1. 4. 2 6 風上面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度、格子 1、 $B/L_x=0.74$

ない。これはパワースペクトルの減少勾配が、よどみ点から離れるにしたがって小さくなるためである。

側面の圧力変動のパワースペクトル密度

本項のはじめに示した図 1.4.17 からわかるように、風下面に作用する圧力変動のパワースペクトルには、剥離流中の乱れや、後流に放出される交番渦の影響がきわめて大きい。剥離流や交番渦の状態は、迎角によってかなり異なるため、図 1.4.17 でみられるように、圧力変動のパワースペクトル密度も、迎角ごとに異なってくる。特に、迎角が 60° から 90° までは、前項の圧力係数分布から推測されるように、側面の近傍での流れの状態の変化が著しいので、圧力変動のパワースペクトル密度も迎角によって大きく変化すると考えられる。

図 1.4.27 は、迎角が 60° から 90° までの正四角柱の側面の風上 (A1)，中央 (A3)，風下 (A5) の各点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度、また図 1.4.28 は、正四角柱の風上及び後流における主流方向の流速変動のパワースペクトル密度を表わしている。両図では、前項のパワースペクトル密度の表示方法と異なり、規準化パワースペクトル密度に周波数を乗じた量 $nS_p(n)/\sqrt{p^2}$ を、無次元周波数の対数 $\ln(nB/U_\infty)$ に対してプロットしている。このようにプロットした場合、 $nS_p(n)/\sqrt{p^2}$ と x 軸との間の面積は、圧力変動のエネルギー強度を表わすことになる。なぜならば、圧力変動の全エネルギー $\overline{p^2}$ は、パワースペクトル密度 $S_p(n)$ の全周波数領域にわたる積分として、(1.4.12) 式のように変形されるからである。

$$\overline{p^2} = \int_0^\infty S_p(n) dn = \int_{-\infty}^\infty n S_p(n) d(\ln n) \quad (1.4.12)$$

迎角 60° 及び 70° では、側面の風下 A5 点の圧力変動のパワースペクトル密度は、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近に、きわめて鋭いスペクトルピークが認められる。角柱の後流の流速変動のパワースペクトル密度にも、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近に鋭いスペクトルピークが存在することから、迎角 60° 及び 70° の場合、側面の風下側部分は、後流の周期的交番渦の影響とかなり大きく受けることがわかる。一方、迎角が 80° 及び 90° では、迎角 60° 及び 70° の場合と逆に、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近のパワースペクトルピークは、側面の風下 A5 点より、風上 A1 点で鋭い。しかしピークの鋭さは、迎角 60° 及び 70° の場合に比べてずっと小さく、圧力変動のパワーは、より広範な周波数領域に広がっている。これは、迎角 80° 及び 90° の場合、後流の流速変動のパワースペクトル密度に示されているように、後流の交番渦自体の周期性が減少するためであると考えられる。

圧力変動の要因を更に詳しく分析するために、圧力変動と角柱の風上及び後流の流速変動のコヒーレンスを計算し、その平方根を図 1.4.29，1.4.30 に示した。

圧力変動と後流の流速変動のコヒーレンスは、迎角 70° の場合、パワースペクトル密度にピークが認められた $nB/U_\infty = 0.12$ 付近で鋭いピークを持ち、この周波数領域の圧力変動の主要因が、後流の交番渦にあることを示している。 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近のコヒーレンスのピーク値は、風下 A5 点で最も大きく、パワースペクトル密度とよく対応している。また迎角 90° の場合も、迎角

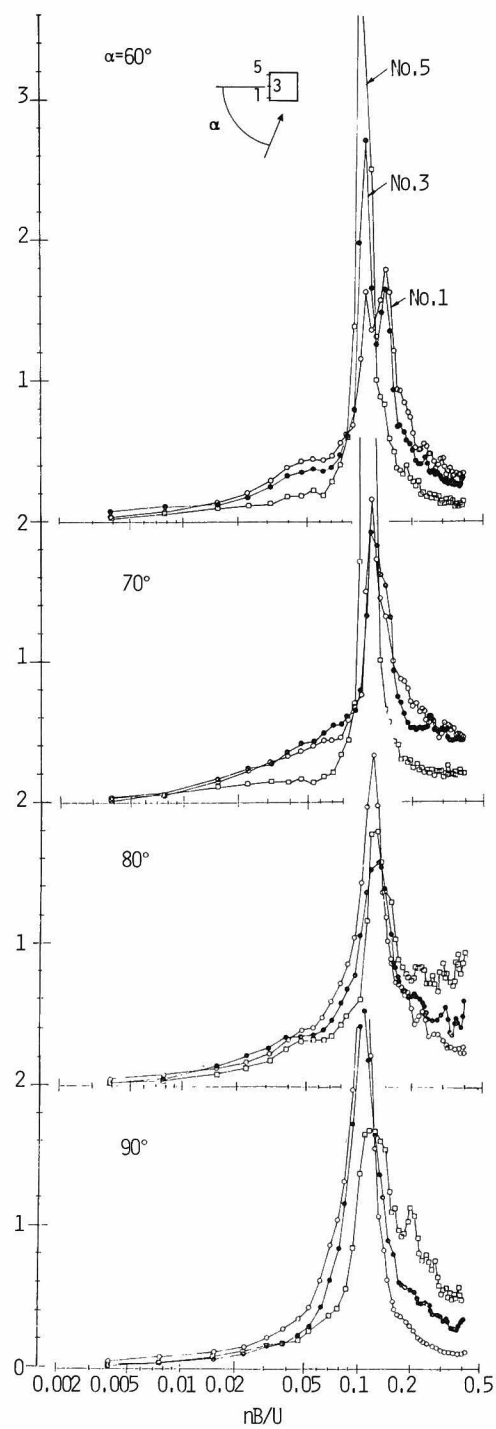


図 1.4.27 側面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度, 格子 1, $B/L_x = 0.14$, ○ No. 1, ● No. 3, □ No. 5

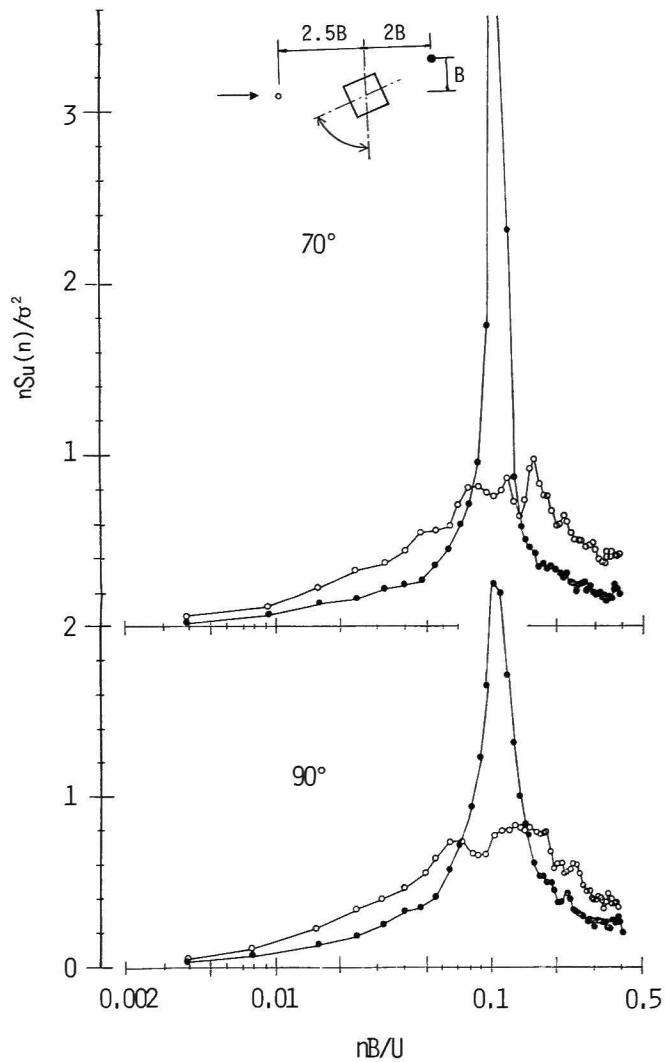


図 1.4.28 角柱の風上と後流の流速変動のパワースペクトル密度
格子 1 , $B/L_x = 0.74$, ○ 風上 , ● 後流

70°の場合と同様, $nB/U_\infty = 0.12$ 付近で, コヒーレンスは最大となり, 圧力変動の $nB/U_\infty = 0.12$ 付近の成分が, 後流の交番渦の影響を強くうけることがわかる。しかし, コヒーレンスの値が最も大きい測点は, 迎角 70° の場合とは反対に風上 $\#1$ 点である。また風上及び中央の $\#1$ 及び $\#3$ 点では, 低周波数領域におけるコヒーレンスの値も相当大きく, これらの点に作用する圧力変動が, 後流の交番渦のみでなく, 後流の緩やかな流速変動 (後流の不安定性に起因すると推察される。) の影響もうけていると考えられる。

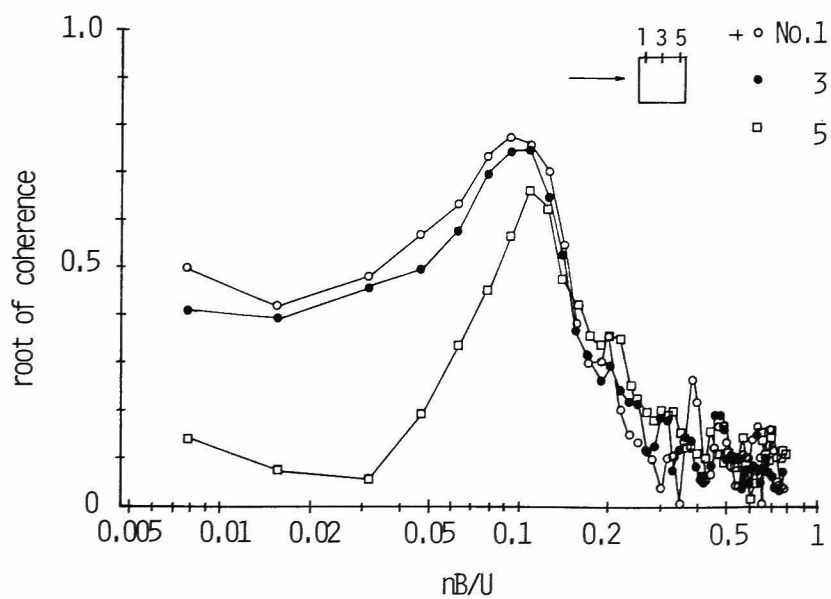
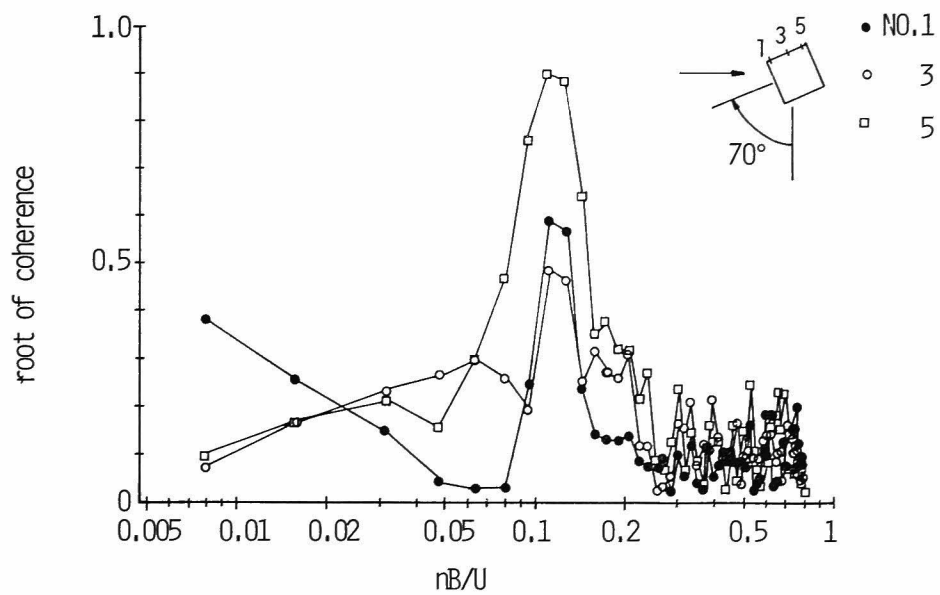


図 1.4.29 角柱の後流の流速変動と側面の圧力変動のコヒーレンスの平方根
格子 1 , $B/L_x = 0.74$, $D/B = 1$

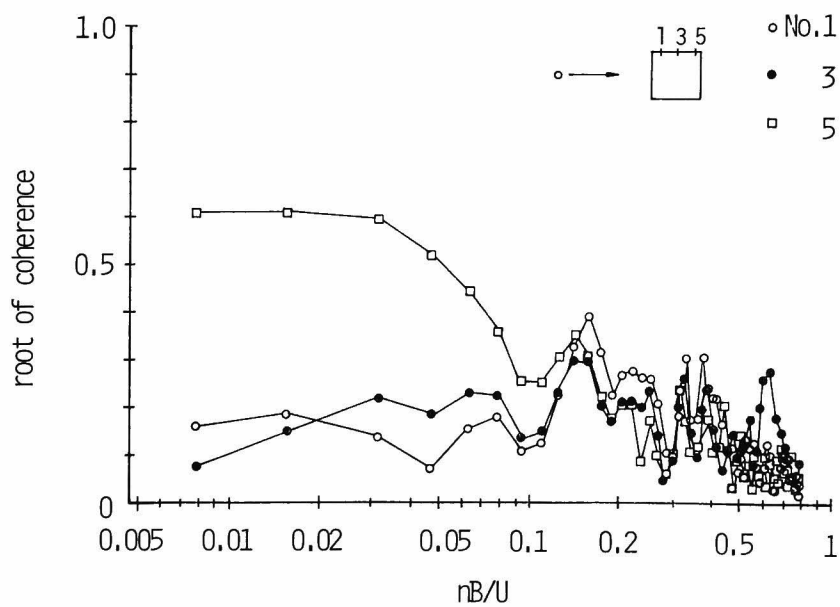
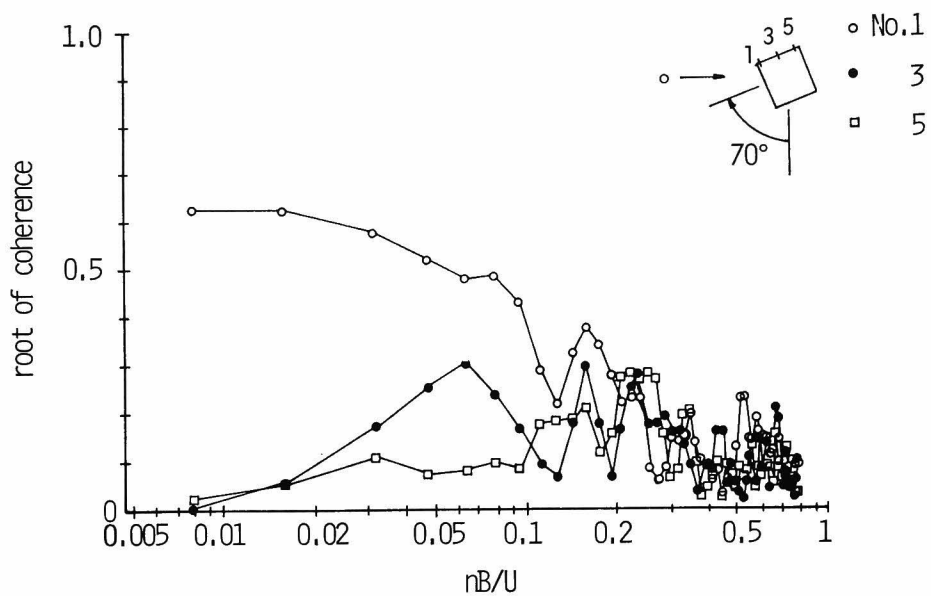


図 1.4.30 角柱の風上の流速変動と側面の圧力変動のコヒーレンスの平方根
格子 1 , $B/L_x = 0.74$, $D/B = 1$

一方、圧力変動と風上の流速変動のコヒーレンスは、後流の流速変動とのコヒーレンスの場合とは逆に、迎角 70° では風上の $\#1$ 点、迎角 90° では風下の $\#5$ 点で大きい。コヒーレンスが大きくなる周波数領域は、 $nB/U_\infty < 0.1$ の低周波数領域である。

このように、側面に作用する圧力変動の主要因は、側面の風上側では、迎角 70° では風上から近づいてくる乱れ、迎角 90° では後流中の渦にあり、風下側では、迎角 70° では後流の渦、迎角 90° では風上から近づいてくる乱れにあるといえる。

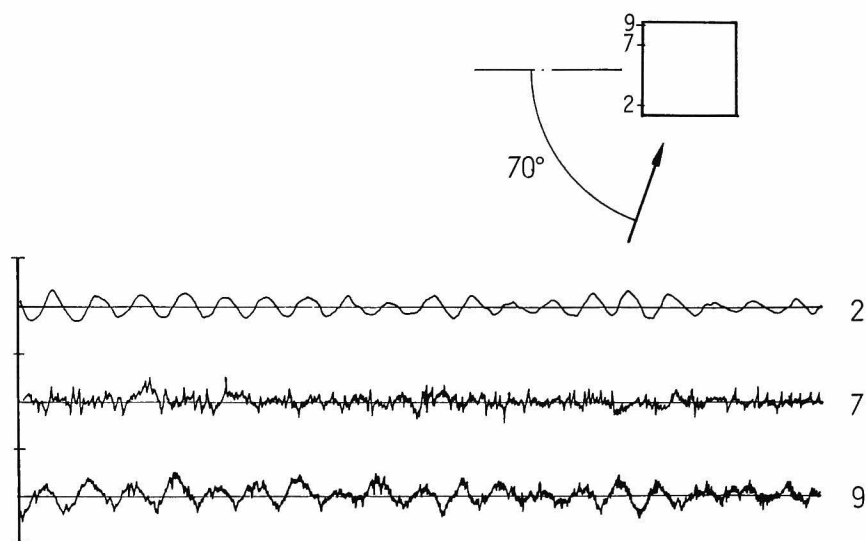
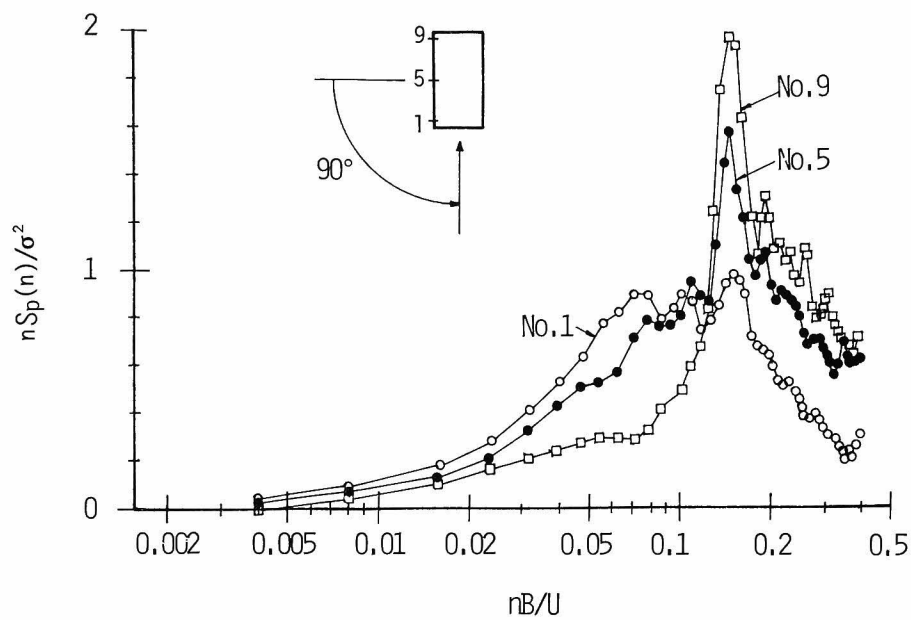


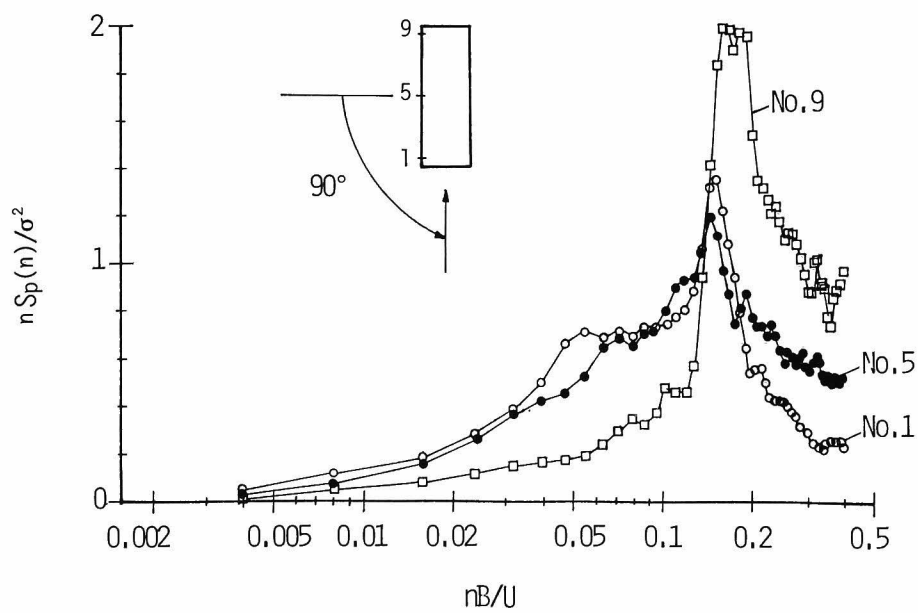
図 1. 4. 31 一様流中の側面の圧力変動

このように、迎角によって側面の各点に作用する圧力変動の要因が大きく異なる原因は、側面近傍の流れの状態、特に再付着の位置に関係があると思われる。乱れのない一様流中にある正四角柱の側面に作用する圧力変動は、図 1. 4. 31 にその記録のトレースの一例を示したように、再付着点近傍を除けば、後流の交番渦に大きく支配される。乱流中においても、側面の圧力変動に対する後流渦の影響のしかたが同じであるとすれば、風上の乱れの影響が最も顕著な領域は、再付着点の近傍になると思われる。前項でも述べたように、迎角の増大とともに再付着点は側面の風下へと移動するので、それに伴い各点の圧力変動の主要因も変化すると考えることができる。

次に、側面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度が、辺長比によってどのように変化するかを調べてみる。図 1. 4. 32 は迎角 90° の場合における辺長比 2 及び 3 の角柱の側面の風上 ($\#1$ 点)、中央 ($\#5$ 点)、風下 ($\#9$ 点) に作用する圧力変動のパワースペクトル密度を表わしている。また図 1. 4. 33 は、辺長比 2 の場合の角柱の風上及び後流の流速変動のパワースペクトル密度を表わしている。辺長比 2 及び 3 とも、圧力変動のパワースペクトル密度には、後流



a) $D/B = 2$



b) $D/B = 3$

図 1.4.32 側面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度，格子 1

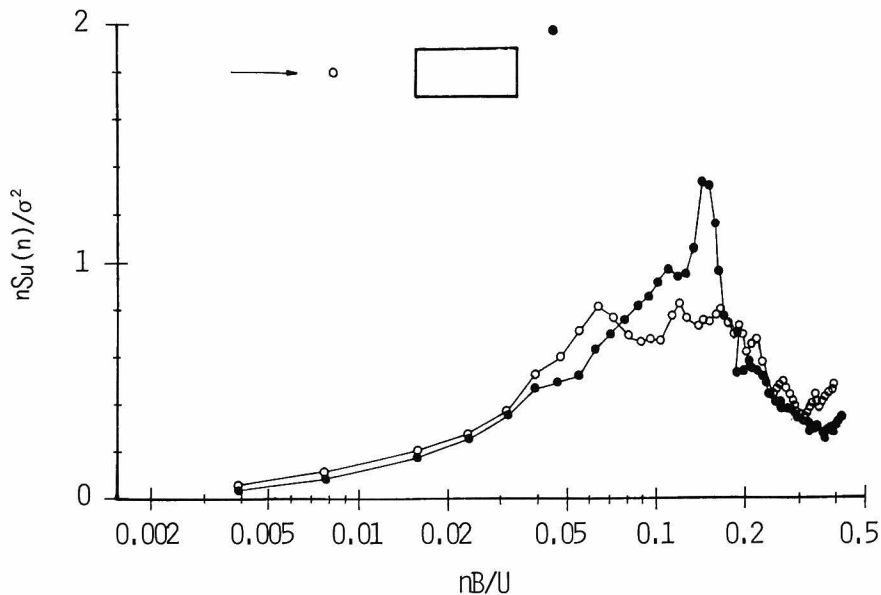


図 1.4.3.3 角柱の風上と後流の流速変動のパワースペクトル密度，格子 1， $D/B=2$

のパワースペクトル密度にピークがある $nB/U_\infty=0.15$ 付近に，鋭いスペクトルピークが認められ，辺長比 1 の場合と同様，圧力変動が後流の渦の影響を受けることがわかる。スペクトルピークの最も大きい測点は，辺長比 1 の場合と逆に，風下の №9 点である。しかし，圧力変動のエネルギー分布はどの辺長比の場合にも，側面の風上側では低周波数成分が大きく，風下側では逆に高周波数成分が大きい。

図 1.4.3.4 は，迎角 7.0° における辺長比 2 及び 3 の角柱の側面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度，図 1.4.3.5 は，辺長比 2 の角柱の風上及び後流における流速変動のパワースペクトル密度を示したものである。風上 №1 点では $nB/U_\infty=0.15$ 付近，風下 №9 点では，辺長比 2 の場合 $nB/U_\infty=0.09$ ，辺長比 3 の場合 $nB/U_\infty=0.07$ 付近，中間点（№6 又は №7 点）では，その両方の周波数にスペクトルピークが存在する。 $nB/U_\infty=0.07$ 及び $nB/U_\infty=0.09$ 付近のスペクトルピークは，図 1.4.3.5 の流速変動のパワースペクトル密度から推定されるように，後流の交番渦に伴うものである。また $nB/U_\infty=0.15$ 付近のスペクトルピークは，風上から近づいてくる乱れ及び剥離流中の乱れによるものであると考えられる。なお，図 1.4.2.7 に示したように，正四角柱の迎角 60° の場合の圧力変動のパワースペクトル密度にも，このような 2 つのピークが存在する。

ところで前項では，異なる辺長比の角柱側面の圧力係数分布が，ほぼ相似形を示すことから，角柱の側面近傍の流れが，辺長比によらずほぼ相似となると推論した。しかし，図 1.4.3.2 に示した角柱側面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度は，一見かなり形状が異なり，必ずしも

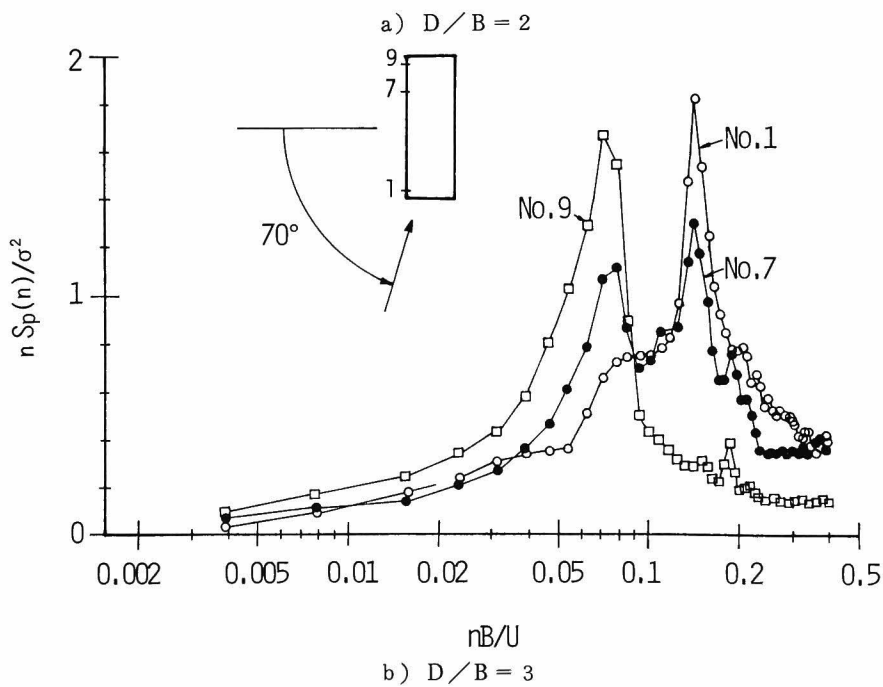
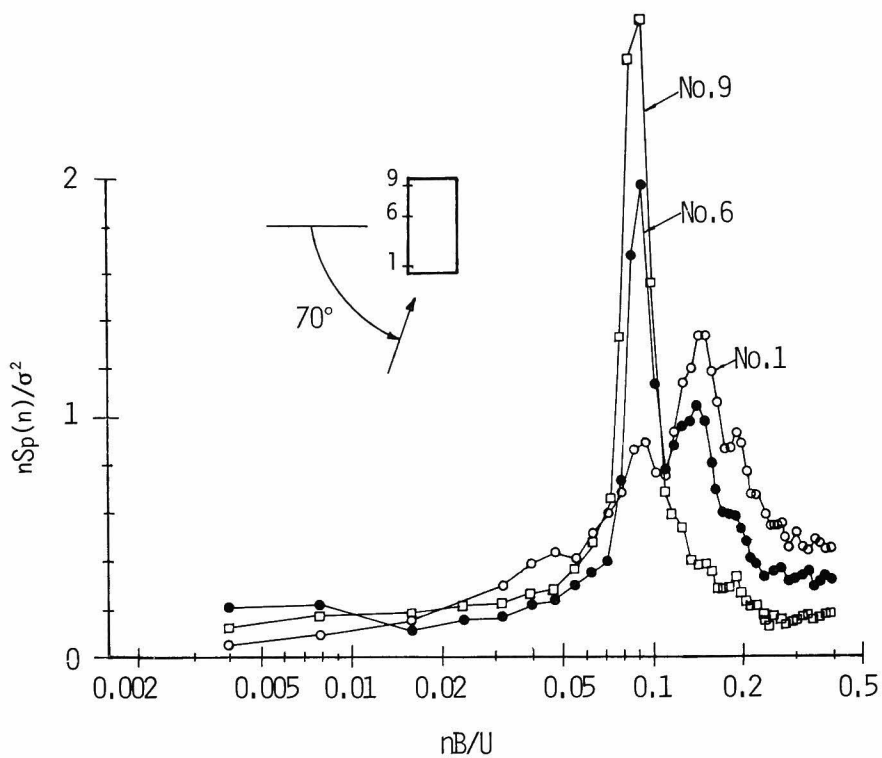


図 1.4.34 角柱の側面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度，格子 1

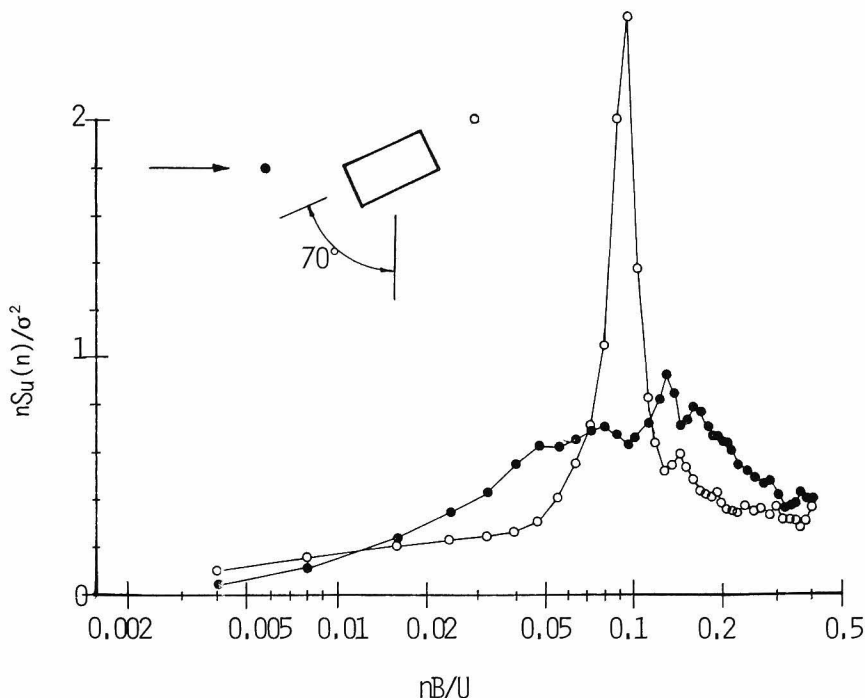


図 1. 4. 3 5 角柱の風上と後流の流速変動のパワースペクトル密度，格子 1， $D/B = 2$

前項の推論が正しくないのではないかという疑問が生じる。けれども，側面の風上端からの距離がほぼ同じ測点のパワースペクトル密度を，図 1.4.36, 1.4.37 のように， $Sp(n)/\rho^2 U_\infty^3 \cdot B$ を縦軸として整理し直した場合， $nB/U_\infty = 0.12$ 付近を除けば，3 つの異なる辺長比のパワースペクトル密度はほぼ一致するところから，後流の交番渦の影響を除けば，パワースペクトル密度に関しても，さきの推論が正しいことがわかる。また図 1.4.38, 1.4.39 は，角柱の風上及び後流の流速変動と圧力変動のコヒーレンスの平方根を示しているが，この場合でも，側面の風上端からの距離がほぼ同じ測点では， $nB/U_\infty = 0.12$ 付近を除けば，コヒーレンスはほぼ一致し，さきの推論を裏付けている。

次に，側面の圧力変動に対する乱れのスケールの影響について考察する。圧力変動が，乱れのスケールの影響を全くうけず，角柱の巾のみを基準とした関数として表わされる場合，圧力変動のパワースペクトル密度は，(1.4.13) 式で表わすことができる。

$$\frac{S_p(n)}{\rho^2 U_\infty^3 \cdot B} = f_1\left(\frac{nB}{U_\infty}\right) \quad (1.4.13)$$

また逆に，圧力変動が角柱の巾によらず，乱れのスケールのみを基準とした関数として表わされる場合，圧力変動のパワースペクトル密度は (1.4.14) 式で表わされる。

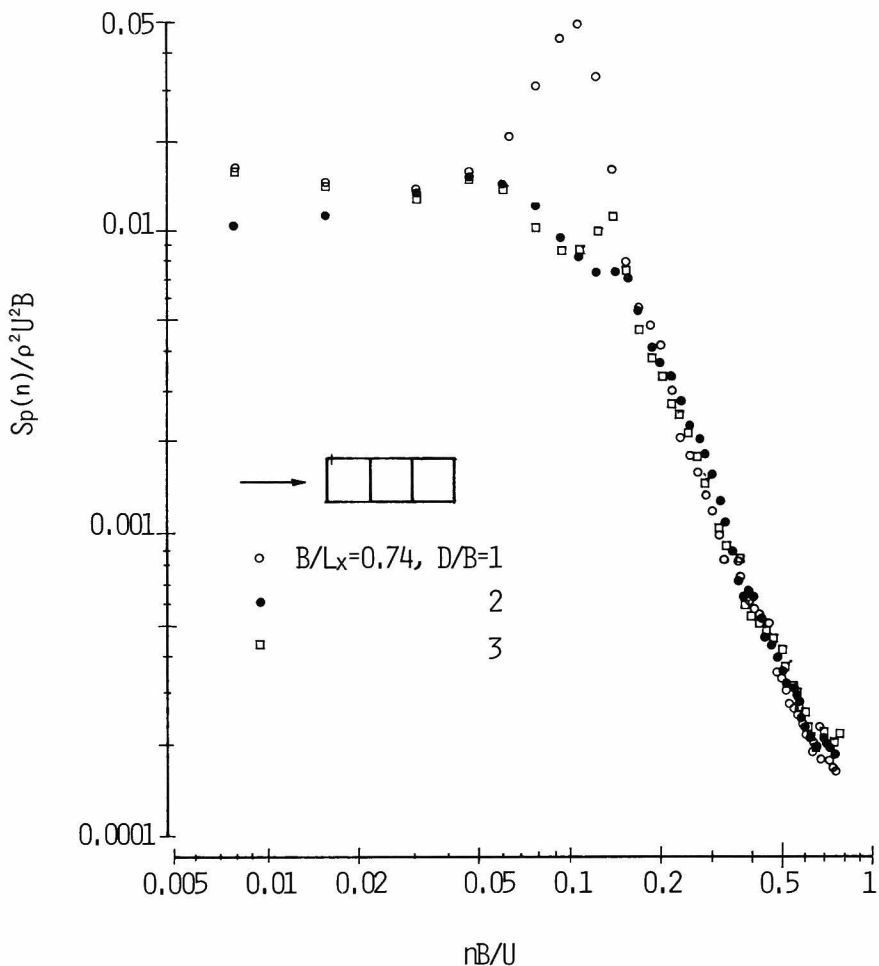


図 1.4.36 側面の風上端付近の圧力変動のパワースペクトル密度，格子1， $\alpha = 90^\circ$

$$\frac{S_p(n)}{\rho^2 \cdot U_\infty^3 \cdot L_x} = f_2\left(\frac{nL_x}{U_\infty}\right) \quad (1.4.14)$$

図 1.4.40 は、迎角 90° の場合の正四角柱の側面中央点のパワースペクトル密度を (1.4.14) 式にしたがって、縦軸に $S_p(n)/\rho^2 U_\infty^3 \cdot L_x$ ，横軸に $n \cdot L_x/U_\infty$ をとって表示したものであるが、角柱の巾が違う場合、パワースペクトル密度はかなり大きく異なり、側面の圧力変動が、乱れのスケールのみを基準とした関数で表わせないことがわかる。

一方、図 1.4.41 は (1.4.13) 式にしたがって、縦軸に $S_p(n)/\rho^2 U_\infty^3 \cdot B$ ，横軸に nB/U_∞ をとって表示したものである。この場合、高周波数領域においては B/L_x の違う 2 つの角柱のパワースペクトル密度はよく一致し、この領域の圧力変動が、乱れのスケールに関係なく、角柱の巾のみを基準とした関数として表わされることを示しているが、 $nB/U_\infty < 0.2$ の周波数領域において

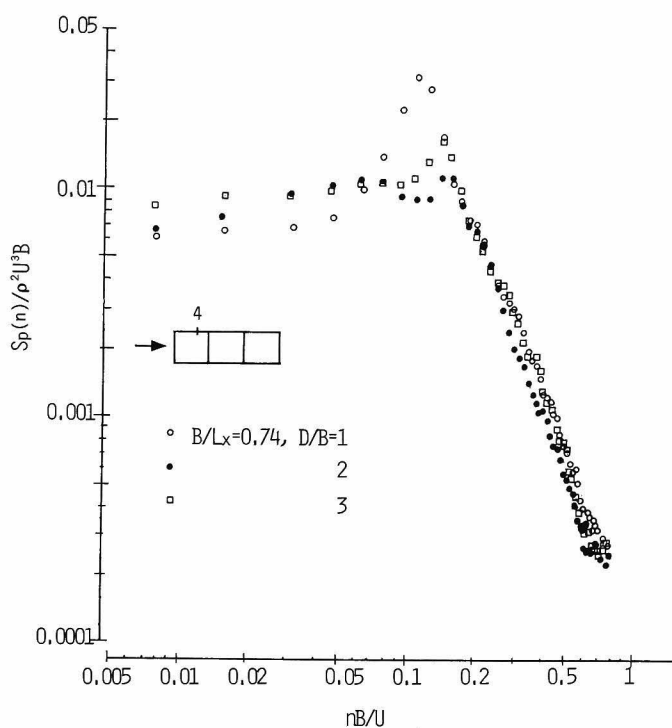


図 1.4.37 側面の圧力変動のパワースペクトル密度，格子 1

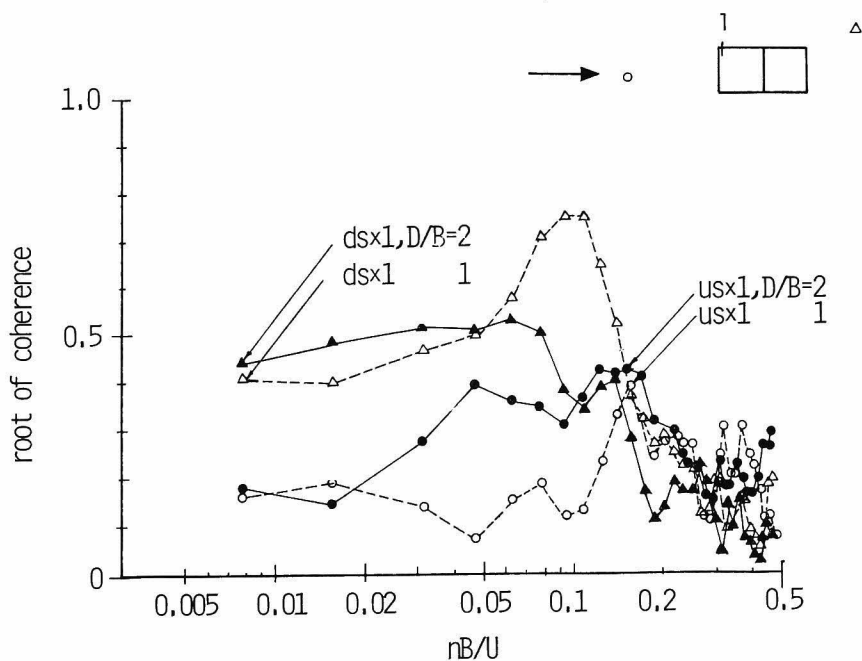


図 1.4.38 側面の圧力変動と風上及び後流の流速変動のコヒーレンスの平方根，格子 1
 Δ , \blacktriangle 後流の流速変動と圧力変動のコヒーレンスの平方根， $\Delta D/B = 1$, $\blacktriangle D/B = 2$
 \circ , \bullet 風上 // $\circ D/B = 1$, $\bullet D/B = 2$

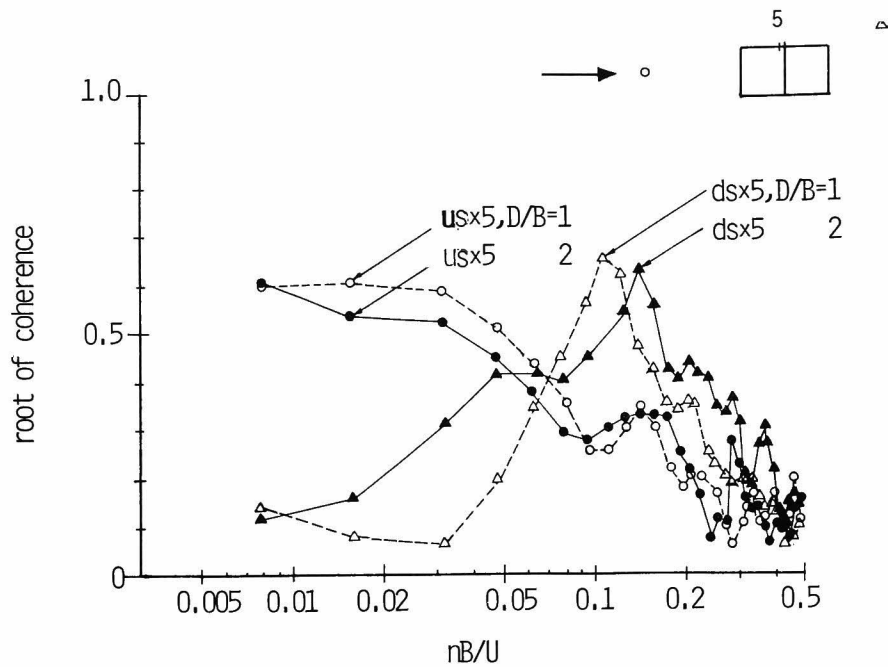


図 1.4.39 側面の圧力変動と風上及び後流の流速変動のコヒーレンスの平方根，格子 1
記号は図 1.4.38 と同じ

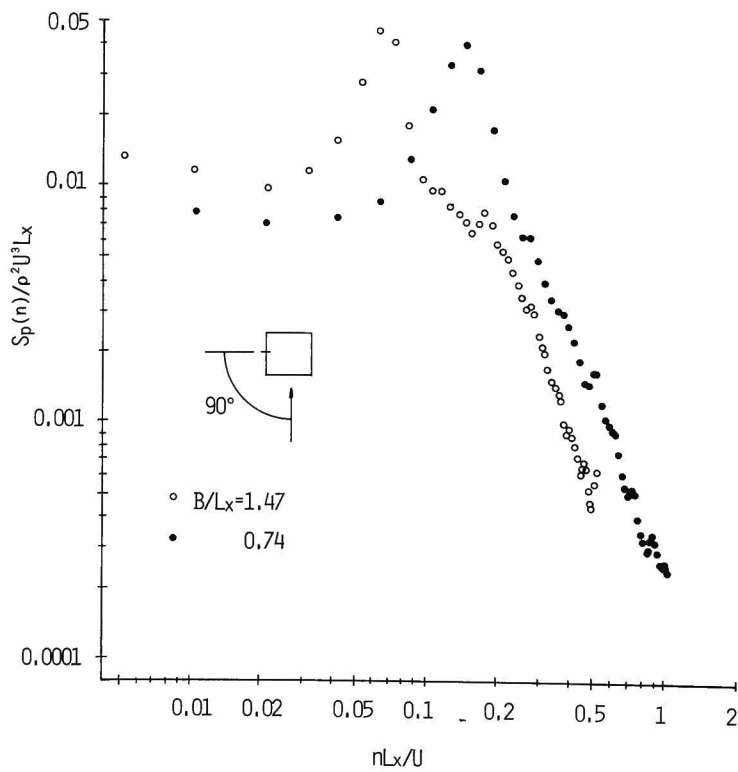


図 1.4.40 側面中央点の圧力変動のパワースペクトル密度，格子 1， $D/B = 1$

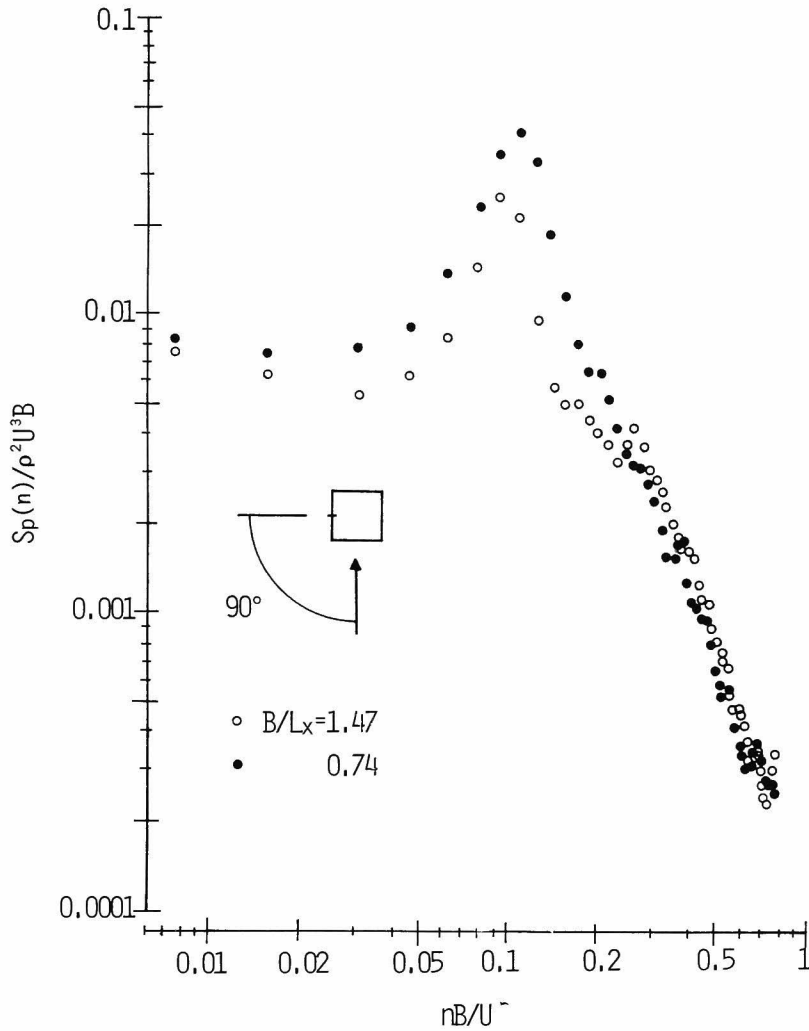


図 1.4.41 側面中央点の圧力変動のパワースペクトル密度，格子1， $D/B=1$

は， B/L_x の小さい角柱の側面の圧力変動の方が B/L_x の大きい角柱の圧力変動よりパワーがかなり大きい。このような傾向は，迎角 90° に限ったことでなく，図 1.4.42，1.4.43 に示したように，他の迎角の場合においても認められる。

$nB/U_\infty < 0.2$ の低周波数領域における圧力変動に及ぼす乱れのスケールの影響を明らかにするため，パワースペクトル密度を更に整理し直したのが，図 1.4.44，1.4.45 である。これらの図は縦軸に $S_p(n)/\rho^2 U_\infty^3 L_x$ ，横軸に nB/U_∞ をとってプロットしたものである。このような表示をした場合， nB/U_∞ が 0.12 付近のいわゆる後流の交番渦に伴うスペクトルピークは，巾の違う 2 つの角柱できわめてよく一致し，この周波数付近のパワースペクトル密度が (1.4.15) 式のよ

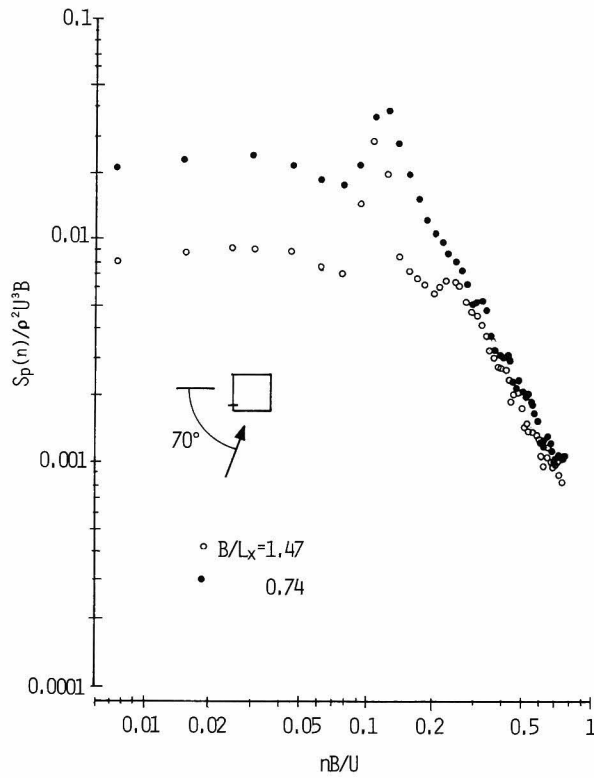


図 1.4.42 側面風上端付近の圧力変動のパワースペクトル密度，格子 1， $D/B = 1$

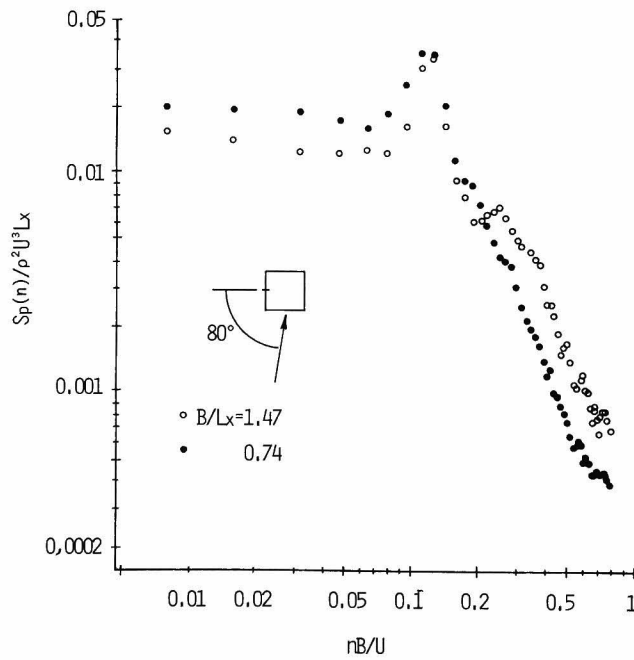


図 1.4.43 側面中央点の圧力変動のパワースペクトル密度，格子 1

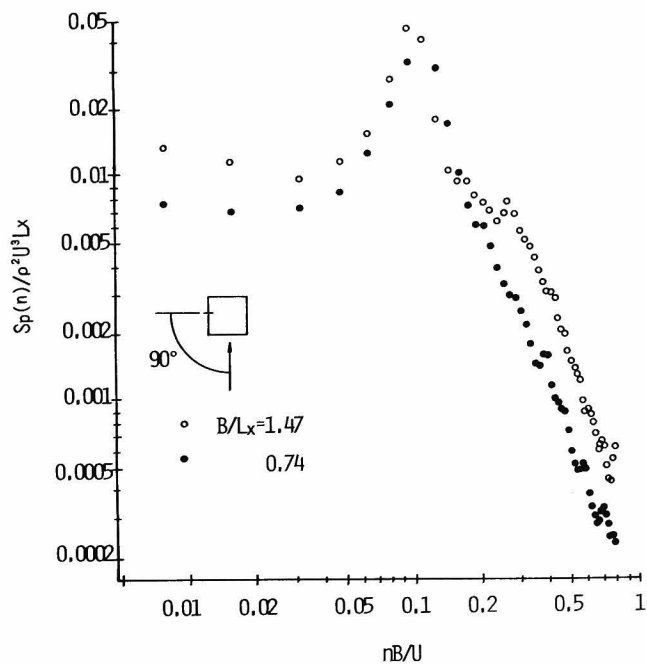


図 1.4.44 側面中央点の圧力変動のパワースペクトル密度，格子 1， $D/B=1$

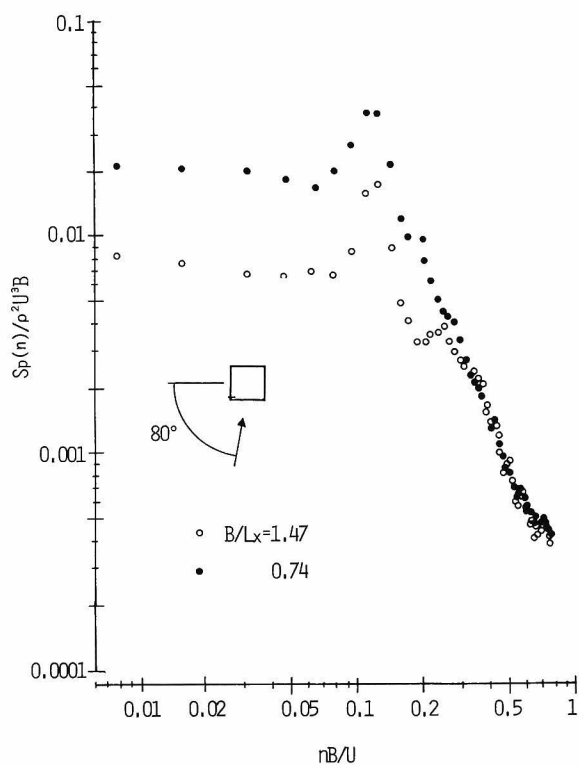


図 1.4.45 側面風上端付近の圧力変動のパワースペクトル密度，格子 1， $D/B=1$

うに表現できることを示している。

$$\frac{S_p(n)}{\rho^2 U_\infty^3 B} = \frac{L_x}{B} f_3 \left(\frac{nB}{U_\infty} \right) \quad (1.4.15)$$

(1.4.15) 式は、後流の交番渦に伴う圧力変動が、スケール比 B/L_x に比例して減少することを示している。

また $nB/U_\infty < 0.05$ のパワースペクトル密度は、このような表示によっても、 B/L_x の違う 2 つの角柱で一致しない。したがって $nB/U_\infty < 0.05$ の圧力変動のパワースペクトル密度を (1.4.13), (1.4.14), (1.4.15) 式のような簡単な式で表わすことは、きわめて難しい。

背面の圧力変動のパワースペクトル密度

背面に作用する圧力変動も、側面の場合と同様、剥離流による交番渦によってきわめて大きな影響を受ける。ただし、側面に作用する圧力変動が、主にその側面の風上端から剥離した流れに伴う渦の影響を受けるのに対し、背面に作用する圧力変動は、両側面の剥離流による渦の影響を同時に受けるため、その性状はかなり複雑である。図 1.4.46 は、迎角 180° の場合の格子 1 の乱流中

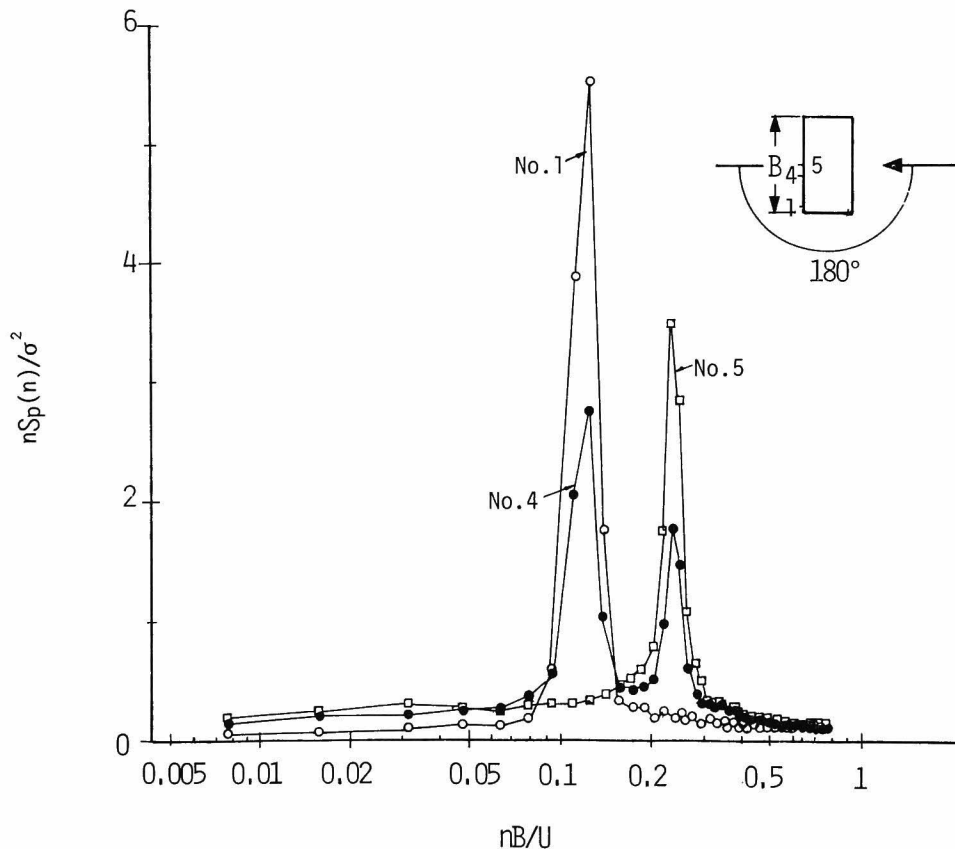


図 1.4.46 背面に作用する圧力変動の規準化パワースペクトル密度, 格子 1, $D/B=0.5$

にある辺長比 0.5 の角柱の背面に作用する圧力変動の規準化パワースペクトル密度を示している。スペクトル密度の表示方法は、側面の場合の図 1.4.27 等と同じで、縦軸が $nS_p(n)/\overline{p^2}$ 、横軸が、 nB/U_∞ である。ただし、図 1.4.46 の縦軸のスケールは、図 1.4.27 等の $1/2$ に縮尺されている。側面側に近い No.1 点では、 $nB/U_\infty=0.12$ 付近に鋭いスペクトルピークが認められる。一方、中央 No.5 点では、 $nB/U_\infty=0.12$ のほぼ 2 倍の周波数 $nB/U_\infty=0.24$ 付近に鋭いスペクトルピークが認められる。したがって側面に近い点では、片側面から放出される渦のみの影響によって、圧力は $nB/U_\infty=0.12$ の周波数で規則的に変動し、中央点では両側面から放出される渦の相互干渉によって、 $nB/U_\infty=0.12$ 付近の変動成分は消滅し、2 倍の周波数の $nB/U_\infty=0.24$ で圧力は規則的に変動する。また、両者の間の No.4 点では $nB/U_\infty=0.12$ と 0.24 の両方にスペクトルピークが存在することから、No.4 点圧力変動には No.1 点側から放出される渦の影響が大きいけれども、その反対側から出る渦の影響も無視することができないことがわかる。ただし、両側面から放出される渦の影響を受ける背面の領域は、中央点を中心に高々角柱の $1/3$ 程度であり、 $nB/U_\infty=0.24$ 付近の周期的圧力変動が角柱全体の抗力変動に及ぼす影響は、あまり大きくない。

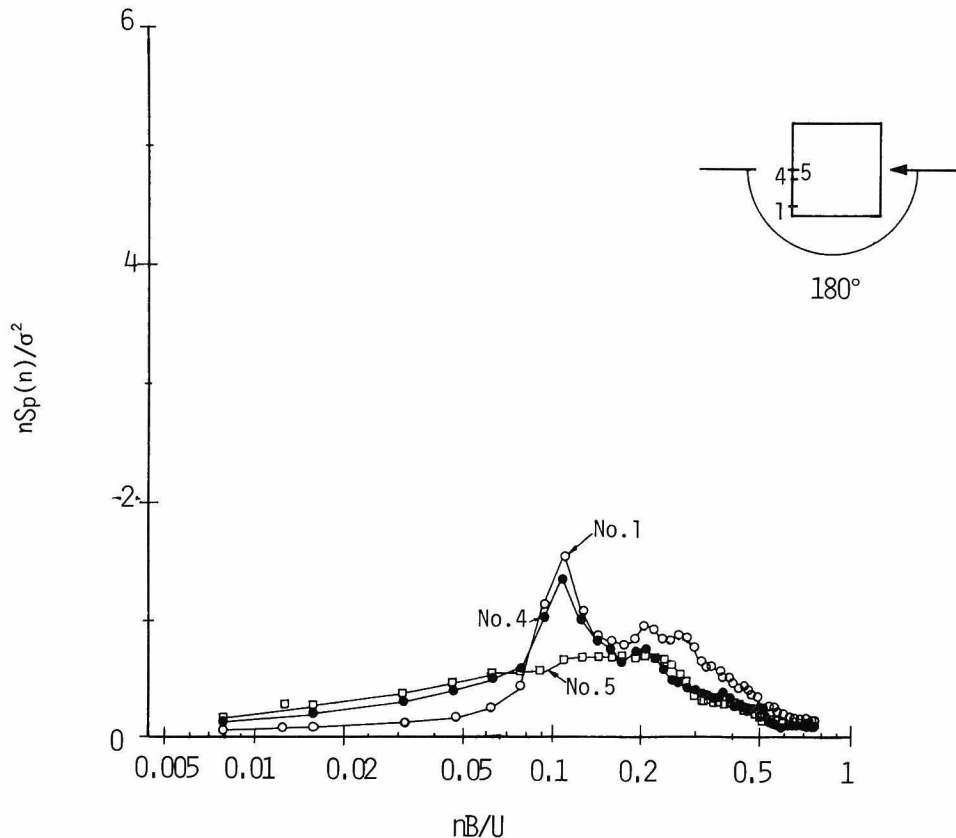


図 1.4.47 背面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度
格子 1, $D/B=1$, \circ No.1, \bullet No.4, \square No.5

一方、図 1.4.47 は、迎角 180° の場合の正四角柱の背面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度を示している。辺長比 0.5 の場合と異なり、側面に近い M_1 点でのパワースペクトル密度の $nB/U_\infty = 0.11$ 付近のスペクトルピークはきわめて小さい。また中央点のパワースペクトル密度には、顕著なスペクトルピークは存在しない。これらは、正四角柱の後流に放出される渦が弱くまた不規則であることを意味していると考えることができる。正四角柱の場合、辺長比 0.5 の場合と違い、側面の剥離流が側面後流に間歇的に再付着するため、剥離流が巻き込めて渦になりにくい状態にある。

次に、背面の圧力変動のパワースペクトル密度に対する辺長比の影響について考察する。図 1.4.48 は、背面中央点のパワースペクトル密度 $Sp(n)/\rho^2 \cdot U_\infty^3 \cdot L_x$ を、辺長比 1, 2, 3 の場合について示したものである。パワースペクトル密度の形にはあまり差は認められないが、圧力変動のパワーは辺長比が大きくなるにつれて急速に減少する。変動のパワーの変化が特に著しいのは、低周波数領域である。

また図 1.4.49 は、背面の圧力変動のパワースペクトル密度に対する乱れのスケールの影響を

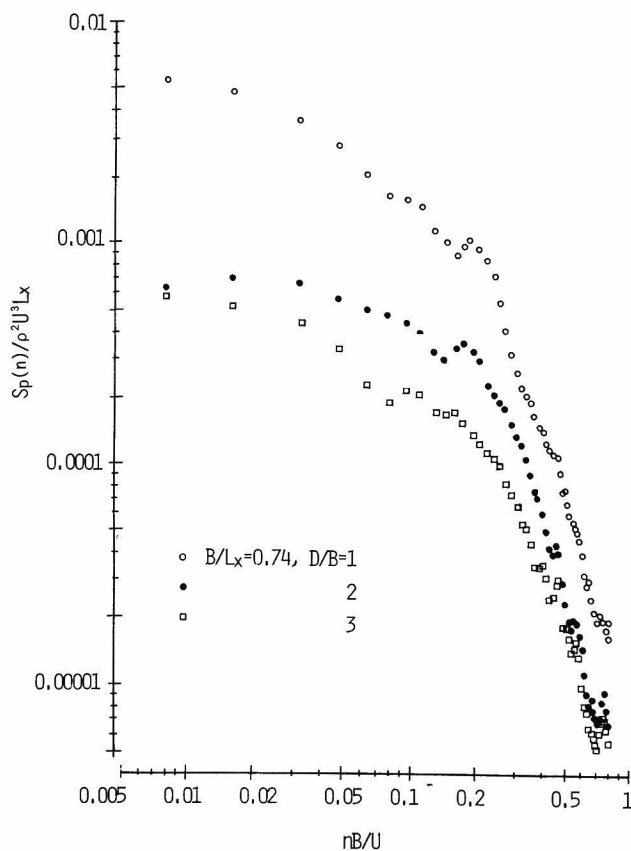


図 1.4.48 背面中央点の圧力変動のパワースペクトル密度、 $\alpha = 180^\circ$ 、格子 1

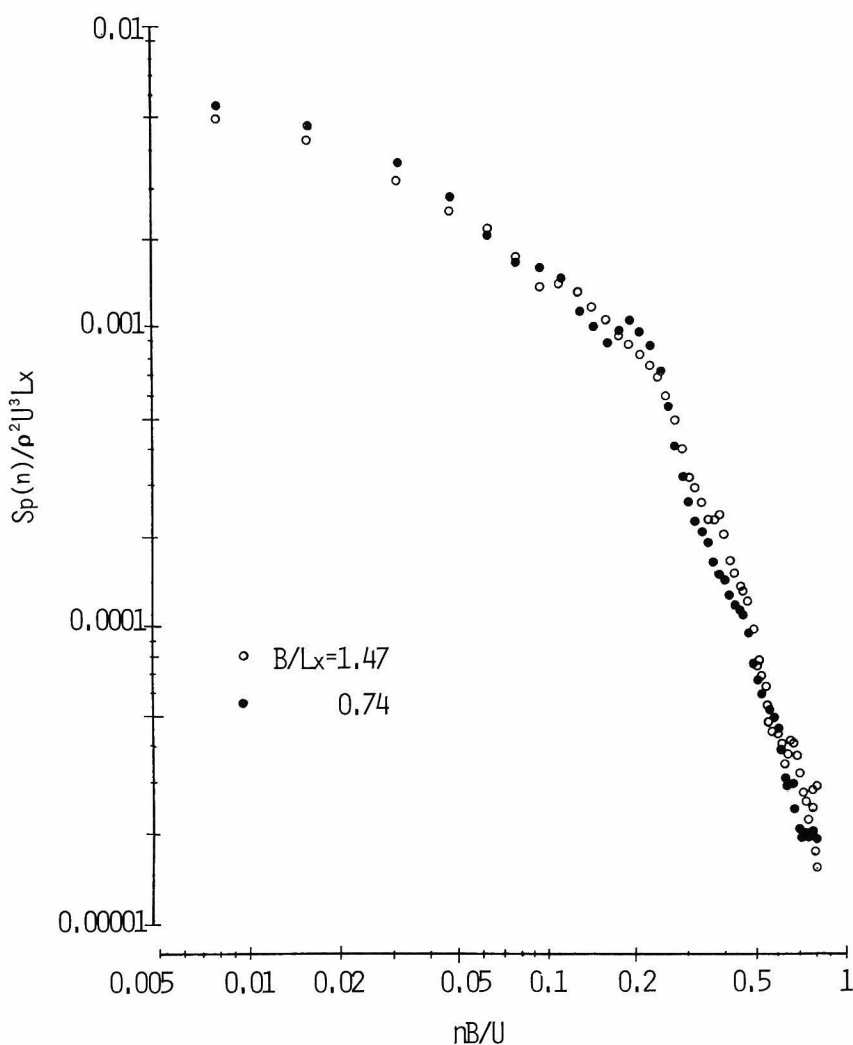


図 1.4.49 背面中央点の圧力変動のパワースペクトル密度, $\alpha = 180^\circ$, 格子 1

調べたものである。図 1.4.49 のように、縦軸に $S_p(n)/\rho^2 \cdot U_\infty^3 \cdot L_x$ 、横軸に nB/U_∞ をとって整理した場合、 B/L_x の異なる 2 つの正四角柱の背面中央点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度は、全周波数領域に亘ってほぼ一致する。即ち、

$$S_p(n) = \rho^2 \cdot U_\infty^3 \cdot L_x \cdot f_4\left(\frac{nB}{U_\infty}\right) \quad (1.4.16)$$

となる。したがって、圧力変動の rms 値は

$$\sigma_p = \left(\int_0^\infty S_p(n) dn \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{1}{4} \rho^2 U_\infty^4 \cdot \frac{L_x}{B} \int_0^\infty \frac{4B}{U_\infty} f_4\left(\frac{nB}{U_\infty}\right) dn \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \cdot C \cdot \left(\frac{L_x}{B} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.4.17)$$

となり、 L_x/B の平方根に比例する。前項の図 1.4.13 に示したように、背面の変動圧力係数は、一般流の乱れが大きい場合、 L_x/B の 0.44 乗に比例して増大するところから、ほぼ(1.4.17)式に示す関係、即ち(1.4.16)式に基づくパワースペクトルの表示が、広いスケール比の範囲にわたって有効であることがわかる。

1.4.4 圧力変動の相互相関

第6章で述べるように、構造物全体の応答を確率統計的に評価するためには、前項で示した1つの点に作用する圧力変動の性状、即ち変動の rms 値やパワースペクトル密度を調べるだけでは不十分であり、相異なる点に作用する圧力変動の関係、即ち相互相関係数を求めなければならない。

圧力変動の相互相関係数は、もし流れが構造物によって変化しなければ、B.J.Vickery が示したように、3節で示した流速変動の相互相関係数と等しくなる。²⁷⁾しかし、前項で示したように、圧力変動は風上面といえども、流速変動とは若干異なった性状を示す。まして風下面では、流れの剥離の影響により、圧力変動の性状は流速変動のそれとは大きく異なっている。したがって、圧力変動の相互相関係数も、流速変動のそれとは相当異なることが予想される。以下に、断面内方向及び軸方向に分け、相互相関係数の特徴を示すことにする。

圧力変動の断面内方向の相互相関係数

図 1.4.50 は、一辺が 10 cm の正四角柱の隅に最も近い測点 1 と他点に作用する圧力変動の断面内方向の相互相関係数が、迎角によりどのように変化するかを調べたものである。図中の点線は、一般流の流速変動の相互相関係数を表わしている。迎角 0° から 45° 迄、即ち風上面の場合には、圧力変動の相互相関係数は一般流の流速変動の相互相関係数より大きく、迎角の増大に伴い大きくなる。一方、迎角が 60° 以上では、1.4.2 項で述べたように、流れは側面の風上端で剥離するようになり、それにつれて相互相関係数も複雑に変化する。特に、剥離流が側面に再付着する迎角 60° から 80° では、相互相関係数は圧力係数と同様、凹形の分布形を示す。迎角が 90° 以上になると、剥離流の再付着を生じなくなるため、前項で述べたように、側面の圧力変動は、主に後流の交番渦により支配されるようになり、相互相関係数は急速に増大する。迎角 150° 以上になると、測点の位置によって圧力変動の要因が異なってくるため、相互相関係数は再び減少する。

このように、迎角によって断面内方向の相互相関係数は複雑に変化する。以下に、風上面、側面、背面に分け、断面内方向の相互相関係数の特徴、特に相関係数に与える一般流の乱れのスケールの影響、辺長比の影響等を詳しく述べることにする。

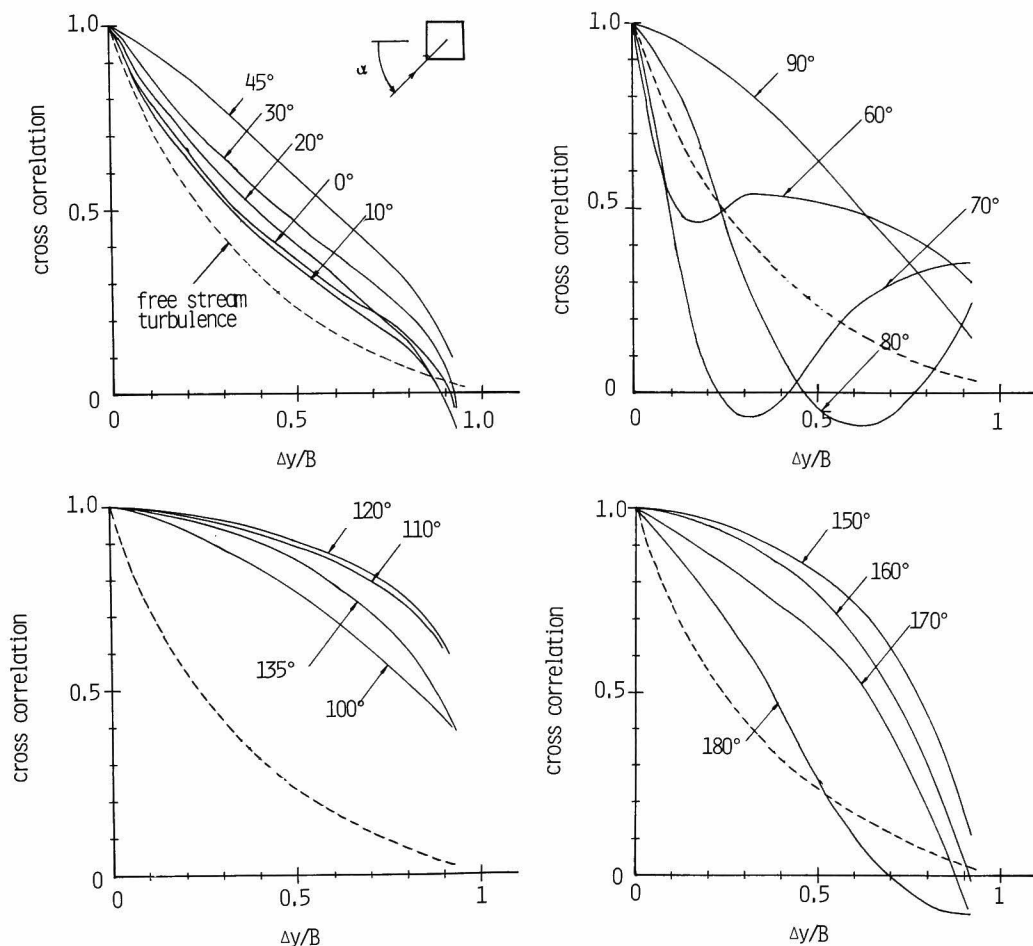


図 1.4.50 圧力変動の断面内方向の相互相関係数の迎角による変化（風上端の測点を基準）
格子 1， $B/L_x = 1.47$ ， $D/B = 1$

a. 風上面に作用する圧力変動の相互相関係数（迎角 $0^\circ \sim 45^\circ$ ）

図 1.4.51 は、迎角 0° の場合の一辺が 10 cm の正四角柱の風上面に作用する圧力変動の水平方向の相互相関係数を示したものである。圧力変動の水平方向の相互相関係数は、1.3 節に示した流速変動の相互相関係数のように、2 測点間の距離の増大に伴って指数関数的に減少せず、角柱の端部付近で急速に相関係数が減少する傾向を示す。これは、1.5 節で示すように、角柱の中央部付近の圧力変動が、主に風上から近づいてくる乱れの主流方向成分の影響を受けるのに対して、端部付近の圧力変動は、乱れの主流方向成分のみでなく、主流直角方向成分や剥離流に伴う渦の影響を受け、その性状が中央点付近の圧力変動の性状とかなり異なったものになることに要因があると考えられる。

このように圧力変動の断面内方向の相互相関係数は、測点の位置によって著しく変化するため、流速変動の相互相関係数のように、測点間の距離のみの関数として表わすことは難しい。

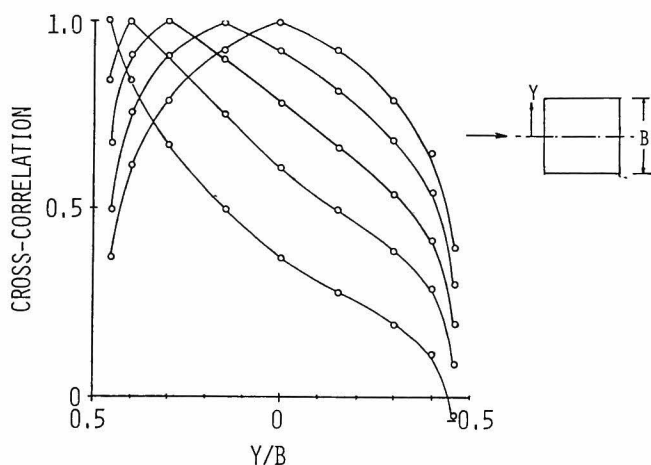


図 1.4.51 圧力変動の断面内方向の相互相関係数，格子 1， $B/L_x = 1.47$

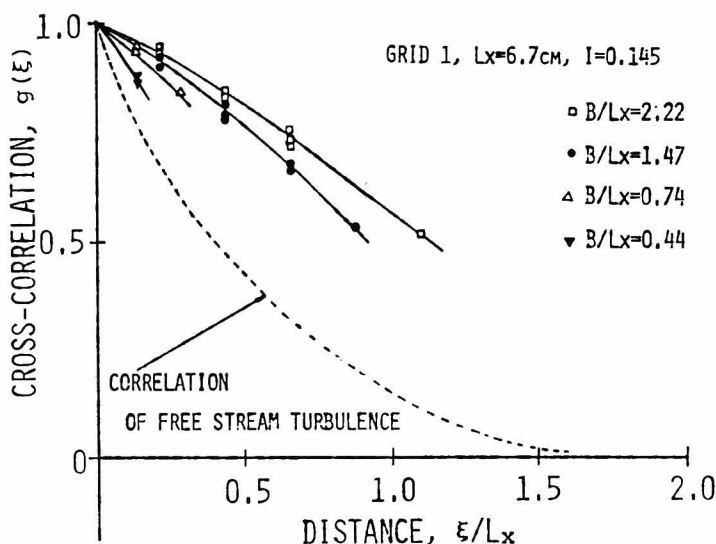


図 1.4.52 圧力変動の断面内方向の相互相関， $\alpha = 0^\circ$ ，格子 1

しかし，中央点付近，即ち $y \leq 0.3 B$ （ y は中央点からの水平距離）の範囲に限れば，図 1.4.52 に示すように，相互相関係数は測点間の距離のみの関数として表わすことができる。

図 1.4.52 は，正四角柱の中央点付近に作用する圧力変動の断面内方向の相互相関係数が， B/L_x によってどのように変化するかを調べたものである。先に述べたように，乱れが角柱によって変形しなければ，即ち $B/L_x \rightarrow 0$ の場合には，圧力変動の相互相関係数は，一般流の流速変動の相互相関係数と等しい。しかし $B/L_x = O(1)$ の場合には，乱れが角柱によって大きく変形するため，圧力変動の相互相関係数は一般流の流速変動よりかなり大きく， B/L_x の増大に伴って増大する。

次に、風上面に作用する圧力変動の断面内方向の相互相関係数が、迎角によってどのように変化するかを調べてみよう。図 1.4.53 は、角柱の風上側端部近くの点及び中央点及び風上側端部近くの点に作用する圧力変動と、他点に作用する圧力変動の相互相関係数を示したものである。断面内方向の相互相関係数は、迎角の増大とともに増大する傾向にあるが、相関係数の増大が最も著じるしいのは、風上側端部付近であり、中央点及び風下側端部付近での相関係数の増大はあまり大きくない。また B/L_x の増大に伴い相互相関係数が増大する傾向は、図 1.4.53 に示したように迎角が増大しても変化しない。

次に、圧力変動の断面内方向の相互相関係数を周波数別に調べてみることにする。図 1.4.54 は、迎角 0° の場合の正四角柱の風上面に作用する圧力変動のコ・コヒーレンス（クロススペクト

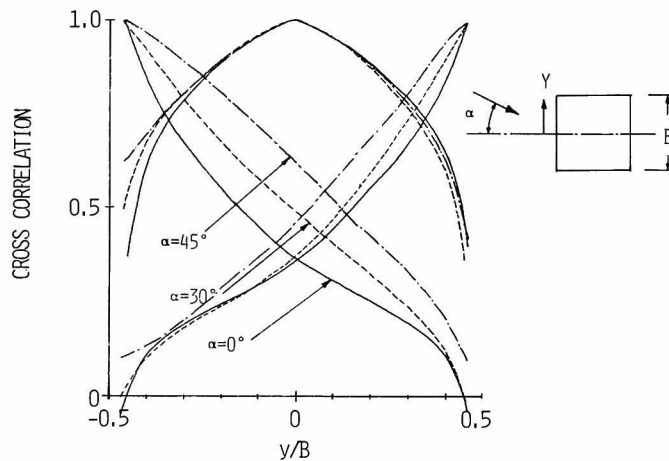


図 1.4.53 圧力変動の断面内方向の相互相関係数、格子 1, $B/L_x = 1.47$

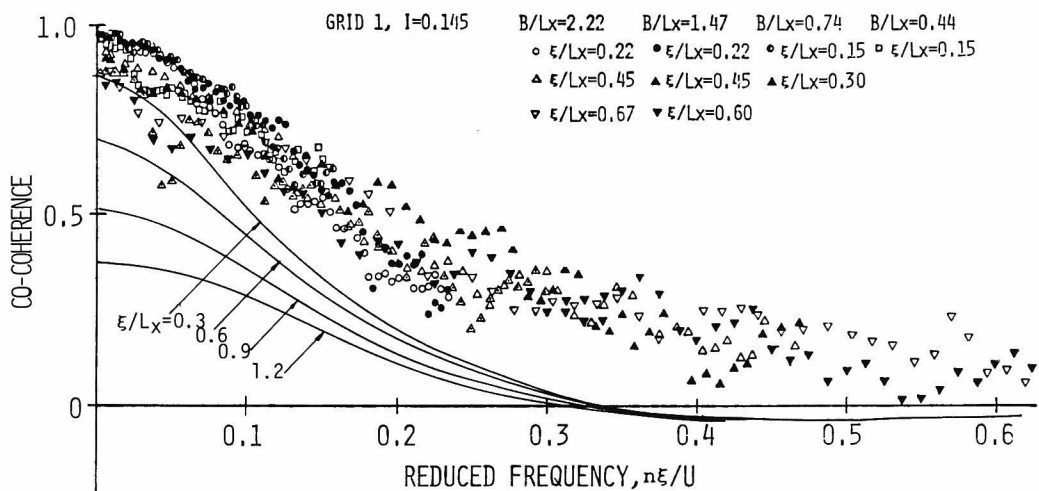


図 1.4.54 風上面の断面方向のコ・コヒーレンス, $\alpha = 0^\circ$, 実線は一般流の流速変動のコ・コヒーレンス

ル密度の実部をパワースペクトル密度によって無次元化した量)を、種々の B/L_X 及び ξ/L_X (ξ は測定間の距離)について調べたものである。図中の実線は、1.3節の図1.3.7に示した一般流の流速変動のコ・コヒーレンスを示している。圧力変動のコ・コヒーレンスは、流速変動のコ・コヒーレンスと比較して、全周波数領域にわたってかなり大きい。また、圧力変動のコ・コヒーレンスは、流速変動のコ・コヒーレンスと違い、測点間の距離の影響、即ち ξ/L_X の影響が小さい。しかも、圧力変動のコ・コヒーレンスは、 B/L_X の影響もほとんど受けず、ほぼ無次元周波数: $n\xi/U_\infty$ の指数関数 $e^{-4n\xi/U_\infty}$ で表わすことができる。相互相関が B/L_X に伴って増大するにもかかわらず、コ・コヒーレンスが B/L_X に伴って増大しないのは、 B/L_X の増大に伴ってクロススペクトル密度とともに、パワースペクトル密度が変化することによるものである。なお、迎角 0° の場合には、圧力変動の位相差は小さく、コ・コヒーレンスはコヒーレンスの平方根とほぼ等しい。

一方、迎角が増大すると、圧力変動の位相差が大きくなり、コ・コヒーレンスのみでは、圧力変動間の関係を正確に表し得ない。したがって、ここでは圧力変動の相関の大きさはコヒーレンスの平方根で表わし、位相差については別途考えることにした。

図1.4.55は、迎角に伴う圧力変動のコヒーレンスの平方根の変化を調べたものである。 $n\xi/U_\infty < 0.05$ の低周波数領域を除く全周波数領域で、迎角の増大に伴ってコヒーレンスが増大することがわかる。

次に、圧力変動の位相差について述べることにする。図1.4.56～1.4.58は、正四角柱の風上面のよどみ点(1.4.1項の平均圧力係数が最大となる点)に作用する圧力変動と、他点の圧力変動との時空間相互相関係数を調べたものである。図よりわかるように、相互相関係数の最大値は、若干の時間遅れを伴って生じる。この時間遅れは、測点間の距離の増大とともに大きくなる。このことは、圧力変動の性状がよどみ点から風下の方へ向かって移動していることを示している。しかし相関係数の最大値は、測点間の距離の増大に伴って急速に減少するところから、圧力変動は1.3節で

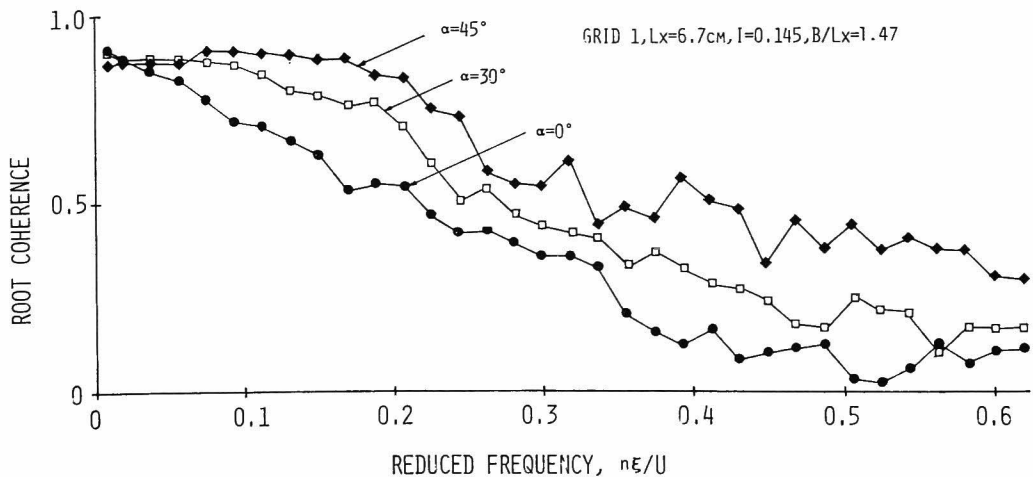


図1.4.55 断面内方向のコヒーレンスの平方根の迎角による変化，格子1， $B/L_X=1.47$

示した一般流の流速変動のように、その性状をほとんど変化させないまま、長い距離にわたって移動するものではなく、距離とともに、その性状を急速に変化させながら移動するようである。

また、図1.4.56, 1.4.57 に示した迎角 0° と 30° の場合の相互相関係数の形は、相関係数の最大値が生じる時間遅れに対してほぼ対称形となるが、図1.4.58 に示した迎角 45° の場合には、相互相関係数の最大値が生じる時間遅れより、時間遅れの小さい方が時間遅れの大きい方より相関係数が多い。圧力変動の性状の移動速度が場所によって大きく変化しないと仮定した場合、上述の傾向は圧力変動の相互相関係数が、風下より風上の方が大きいことを表わしている。このことは、図1.4.53 に示した圧力変動の空間相関係数の傾向と一致する。

このような圧力変動の性状の風下への移動現象が、圧力変動のどの周波数成分に関しても、同じように生じているかどうかを調べるため、圧力変動の周波数別位相差を計算し、図1.4.59, 1.4.60 に示した。多少データにちらばりは認められるが、図1.4.59, 1.4.60 に示した周波数の範囲内では、位相差はほぼ周波数に比例して増大する。したがって、このような圧力変動の性状の移動は、ほぼ全周波数領域にわたっての特徴であり、しかも移動速度は全周波数領域にわたって、ほぼ一定であると考えられる。また位相差は、図1.4.55, 1.4.56に示したように、風下へ向かうにしたがって増大する。

このような圧力変動の性状の移動速度は、図1.4.56～1.4.58の時空間相関係数及び図1.4.59, 1.4.60の周波数別位相差を用いて、それぞれ(1.4.18)式及び(1.4.19)式によって計算することができる。

$$U_c = \frac{\xi}{\tau} \quad (1.4.18)$$

$$U_{c,n} = \frac{2\pi n \xi}{\theta} \quad (1.4.19)$$

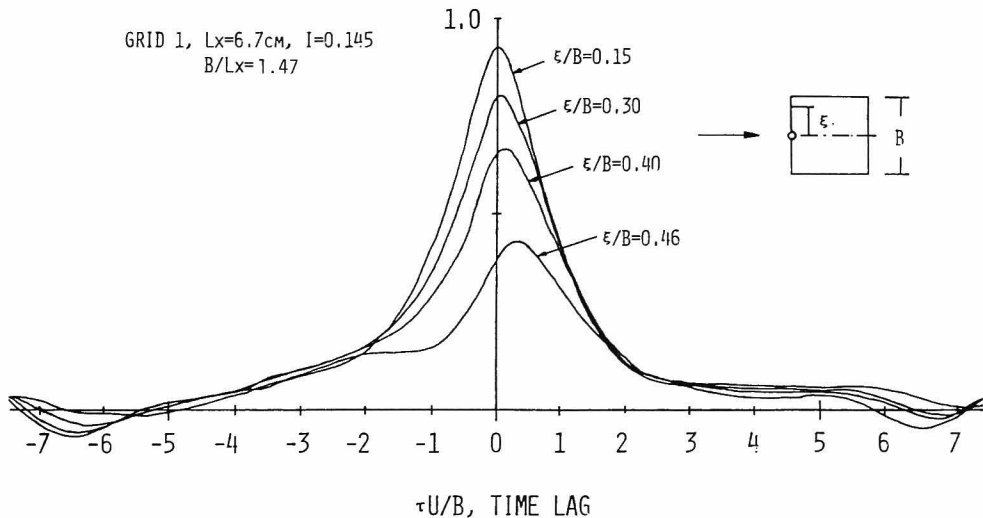


図1.4.56 圧力変動の時空間相互相関係数，格子1， $\alpha=0^\circ$ ， $B/L_x=1.47$ ， $D/B=1$

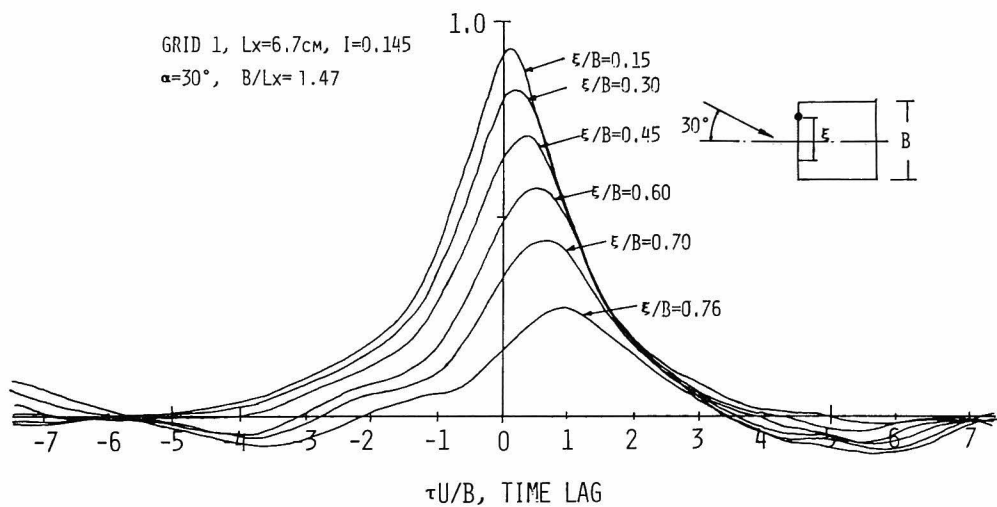


図 1. 4. 57 圧力変動の時空間相互相関係数，格子 1， $\alpha=30^\circ$ ， $B/L_x=1.47$ ， $D/B=1$

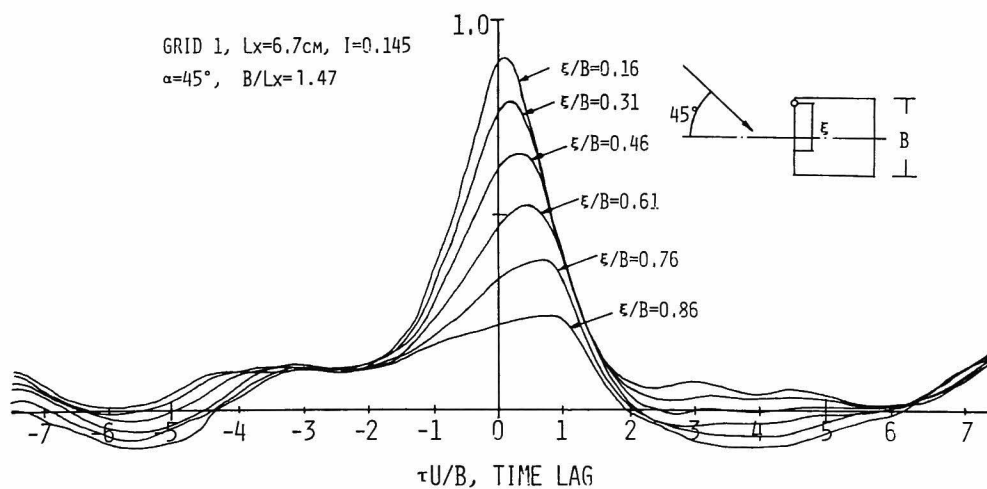


図 1. 4. 58 圧力変動の時空間相互相関係数，格子 1， $\alpha=45^\circ$ ， $B/L_x=1.47$ ， $D/B=1$

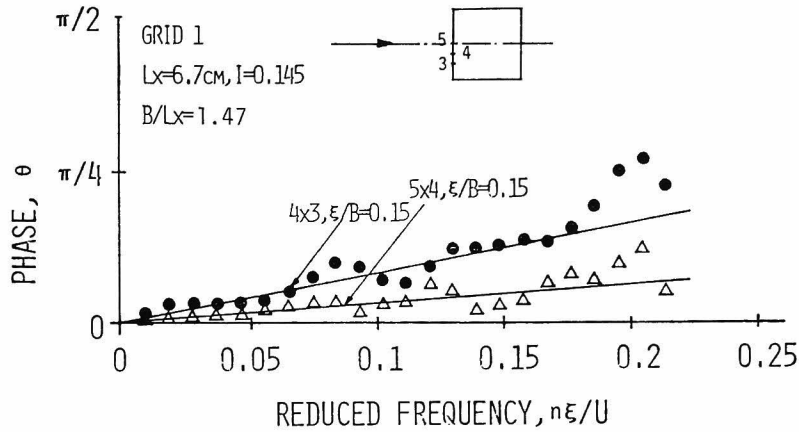


図 1. 4. 59 圧力変動の位相差，格子 1， $B/L_x=1.47$

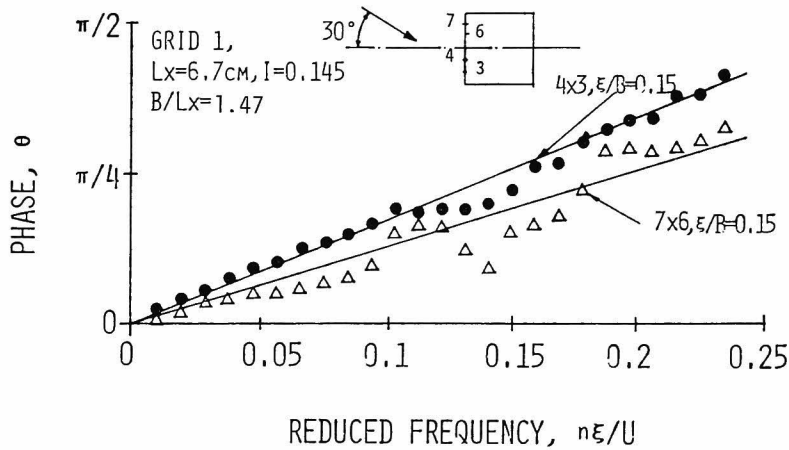


図 1. 4. 60 圧力変動の位相差，格子 1， $B/L_x=1.47$

図 1. 4. 61 は，(1.4.18)，(1.4.19)式から計算した，圧力変動の性状の移動速度と迎角の関係を示したものである。ここに， τ は時空間相互相関の最大値が生じる時間遅れ， θ は位相差， ξ は測点間の距離である。前述したように，位相差は風下へ向かう程増大する。即ち移動速度が風下へ向かう程減少するので，図 1. 4. 61 では移動速度のほぼ平均的な値として，(1.4.18)式による場合には № 4 と № 3 点の位相差，(1.4.19)式による場合は精度を考慮して，№ 5，№ 6，№ 7 点と № 3 点の相互相関係数の時間遅れから計算した値を示した。図 1.4.61 よりわかるように，圧力変動の移動速度は迎角 0° の場合に最も大きく一般流の平均流速の約 1.7 倍で，迎角の増大とともに減少し，迎角 20° 以上ではほとんど一定となり，ほぼ一般流の流速と等しい。

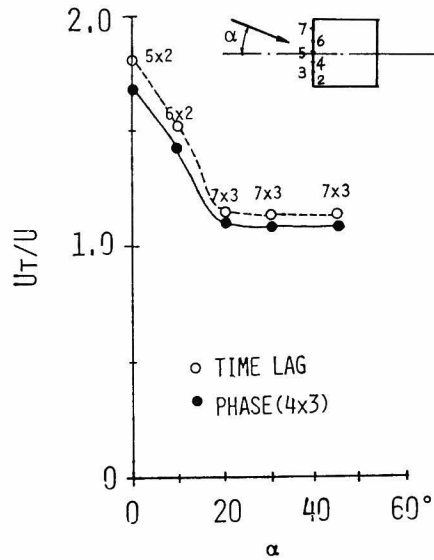


図 1.4.61 圧力変動の移動速度，格子 1， $B/L_x = 1.47$

このような圧力変動の風下側への移動は，平板上の圧力変動の場合と同様，乱れが平均流に伴って移流する結果生じると考えられる。ベルヌイの定理によれば，風上面に沿う平均流速と風上面に作用する平均圧力とは，(1.4.20)式によって関係づけられる。

$$U = U_{\infty} \cdot \sqrt{1 - C_{p.m.}} \quad (1.4.20)$$

ここに， U は風上面に沿う平均流速， U_{∞} は一般流の平均流速， $C_{p.m.}$ は平均圧力係数である。

図 1.4.62 は，1.4.1 項で示した平均圧力係数から，(1.4.20)式によって計算した正四角柱の風上面の平均流速を示している。図中の点線は，Roshko 自由流線理論から計算した迎角 0° 及び 45° の場合の平均流速である。迎角 0° の場合には，実験値と理論値はよく一致しているが，迎角 45° の場合には若干異なっている。

角柱表面の平均流速は，図 1.4.62 に示されているように，よどみ点から風下へ向かうにしたがい増加する。したがって，もし角柱の風上面の圧力変動が，表面上の平均流速で移動する乱れによって支配されているならば，圧力変動の移動速度はこの平均流速に等しくならなければならない。しかしながら，図 1.4.59, 1.4.60 に示したように，圧力変動の移動速度は，図 1.4.62 に示された表面の平均流速とは逆に，風下へ向かうにしたがって減少する傾向をもっている。

このことは，風上面に作用する圧力変動の要因が，表面上を移動する乱ればかりではないことを示している。ちなみに，1.5 節で詳述する準静的理論においては，圧力は風上面全体にわたって同位相で変動する。即ち，圧力変動の振巾のみが測点によって異なる。したがって，圧力変動の位相差は零，相互相関係数は 1 となり，(1.4.19)式によって計算される圧力変動の移動速度は無限大となる。

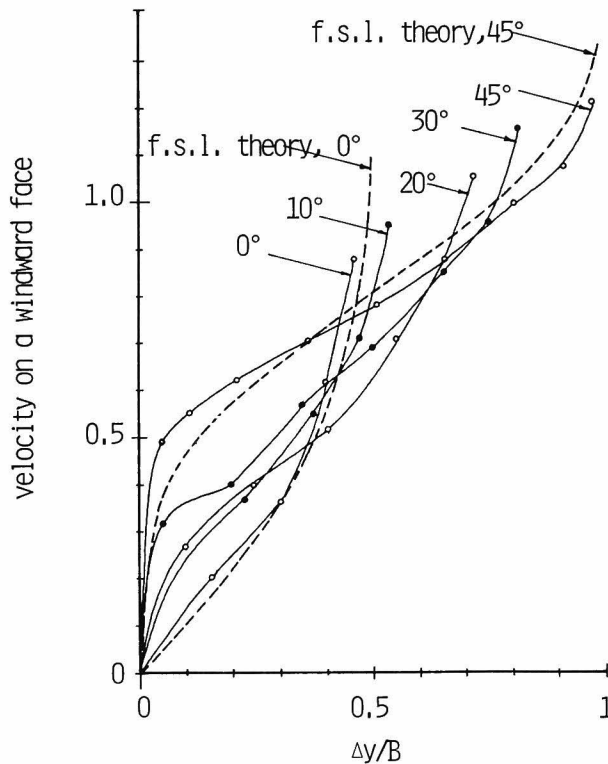


図 1.4.6.2 風上面に沿う平均流速，点線は Roshko の自由流線理論解

b. 側面に作用する圧力変動の相互相関係数（迎角 $60^\circ \sim 120^\circ$ ）

図 1.4.5.0 に示したように、風上面の場合と違い、側面に作用する圧力変動の相互相関係数の分布形はきわめて複雑で、しかも迎角の影響を大きく受ける。これは、既に述べたように、側面の場合流れが風上側の角で剥離し、その剥離流が再付着するようになるからである。図 1.4.5.0 の相互相関係数を、1.4.2 項に示した圧力分布と比較した場合、両者の分布形状がきわめて似かよっていることに気付く。即ち分布形状は、両者とも剥離流の再付着点の近傍で値が最小となる凹形分布となる。このことは、相互相関係数も圧力係数と同様、角柱の側面近傍の流れの時間平均的状态、主に剥離流の再付着点の位置によって大きく支配されることを示している。したがって、相互相関係数に及ぼす乱れのスケールや辺長比の影響も、圧力係数分布と同様の傾向を有することが期待される。

図 1.4.6.3 は、正四角柱の側面の圧力変動の相互相関係数が、乱れのスケール、即ち B/L_X によってどのように変化するかを調べたものである。平均圧力係数や変動圧力係数の分布形状が B/L_X によってほとんど影響されないのと同様に、相互相関係数の分布形状も B/L_X によってほとんど影響を受けないことがわかる。しかし、相関値そのものは B/L_X が大きい方が小さい。これらの傾向は、変動圧力係数の B/L_X による変化の傾向とよく一致している。1.4.3 項で述べたように、

B/L_x の増大に伴う変動圧力係数の減少は、主に $nB/U_\infty = 0.12$ 付近の周期的圧力変動の強さが減少することに伴うものであった。したがって、相互相関係数と変動圧力係数の類似性に注目すれば、 B/L_x の増大に伴う相互相関係数の減少もまた、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近の圧力変動成分の相関が減少することによってもたらされるのではないかと考えられる。図 1.4.64 は、迎角 90° の場

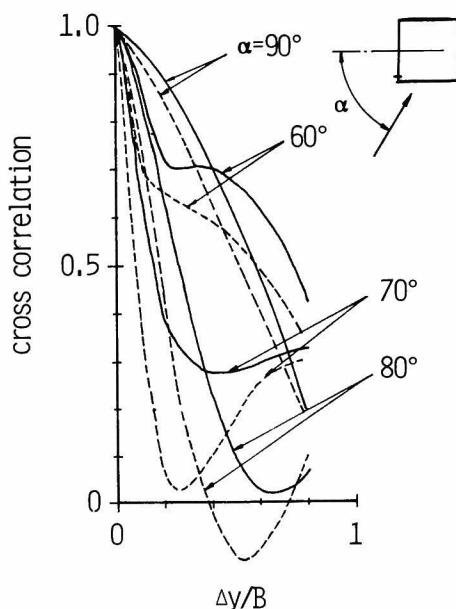


図 1.4.63 側面に作用する圧力変動の断面内方向の相互相関係数（風上側端点基準）
点線は $B/L_x = 1.47$ ，実線は $B/L_x = 0.74$

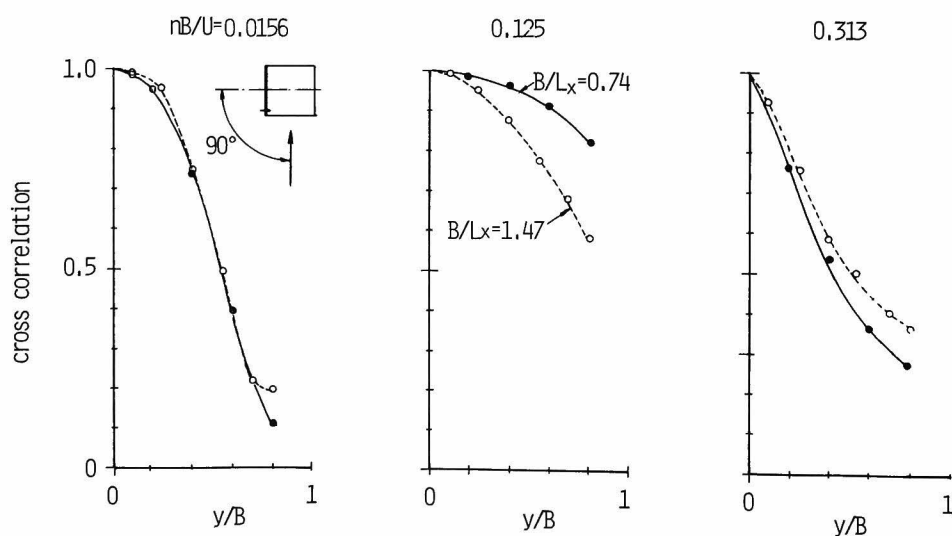


図 1.4.64 断面内方向の周波数別相互相関係数， $\alpha = 90^\circ$ ，格子 1， \circ $B/L_x = 1.47$ ， \bullet $B/L_x = 0.74$

合の、圧力変動のコヒーレンスの平方根（周波数分解能は 1.25 Hz）を周波数別に表示したものであるが、 $nB/U_{\infty}=0.12$ 付近のみ、 B/L_x の増大に伴って相関が著しく減少し、上記の推論が正しいことがわかる。

次に、相互相関係数が辺長比に伴ってどのように変化するかを調べてみる。1.4.2 項で示したように、圧力係数の分布形状は辺長比が変化してもほとんど変化しなかった。このことは、角柱の側面近傍の流れの状態が、角柱の巾によって支配され、角柱の奥行の影響をほとんど受けないことを意味している。したがって、相互相関係数についても同様の傾向、即ち相互相関係数の分布形状が辺長比の影響をほとんど受けないことが推測される。図 1.4.65 は、迎角 $70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ の場合の辺長比 1, 2, 3 の角柱の相互相関を示している。予想されるように、いずれの迎角の場合にも、相互相関係数の分布形状は、辺長比によってほとんど影響を受けないことがわかる。

以上に述べた相互相関係数は、すべて側面の風上側の角付近の点の圧力変動を基準とした場合の相互相関係数である。それでは基準点が変化した場合でも、同様の傾向が保たれるであろうか。図 1.4.66, 1.4.67 は、迎角 70° 及び 90° の場合の相互相関係数が、基準点の移動に伴って、どのように変化するかを調べたものである。図よりわかるように、側面の相互相関係数は風上面の場合と違い、基準点に関してきわめて非対称な分布形状を示す。迎角 90° の場合には、基準点より風上側の相互相関係数の分布形状は凹形分布であり、基準点が風下へと移動するに伴い、相互相関係数の最小値は減少し、風下側へと移動する。また基準点より風下側では、相互相関係数は単調に減少する。一方、迎角 70° の場合、基準点の位置に関係なく、 $\#3$ 点と $\#4$ 点の中間付近で相互相関係数は最小となる。このことは、この点付近の圧力変動の性状が、他の点の圧力変動の性状と異なることを示している。相互相関係数が最小となる点は、迎角 70° 及び 80° の場合、再付着点の近傍に位置している。

このような相互相関係数を周波数別にみるとどうなるであろうか。図 1.4.68, 1.4.69 は迎角 70° 及び 90° の場合の、正四角柱の側面の圧力変動のコヒーレンスの平方根を示したものである。いずれの迎角の場合にも、コヒーレンスは $nB/U_{\infty}=0.12$ 付近で最大となり、後流への渦の周期的放出に伴う圧力変動の相関が最も大きいことを示している。また図 1.4.70 は、 $nB/U_{\infty} = 0.0156, 0.125, 0.313$ におけるコヒーレンスの平方根の分布を示したものである。コヒーレンスの平方根の分布形状は、 nB/U_{∞} が異なっても、ほぼ相似となることがわかる。また前述したように、いずれの迎角の場合でも、 $nB/U_{\infty} = 0.125$ の場合のコヒーレンスが最も大きい。 $nB/U_{\infty} = 0.0156$ と $nB/U_{\infty} = 0.313$ のコヒーレンスを比較した場合、迎角 60° の場合を除いては、あまり大きな差がないことがわかる。このように低周波領域での圧力変動の相互相関が小さくなるのは、1.4.3 項で述べたように、低周波数領域における圧力変動の要因が、測点の位置によって異なっているためであると考えられる。

次に側面に作用する圧力変動の位相差について考察する。図 1.4.71 は、迎角 $60^\circ \sim 110^\circ$ までの正四角柱の側面の風上側の角に最も近い $\#1$ 点に作用する圧力変動を基準とした、時空間相互相関係数を示したものである。迎角 60° の場合、相互相関係数の最大値が生じる時間遅れは負

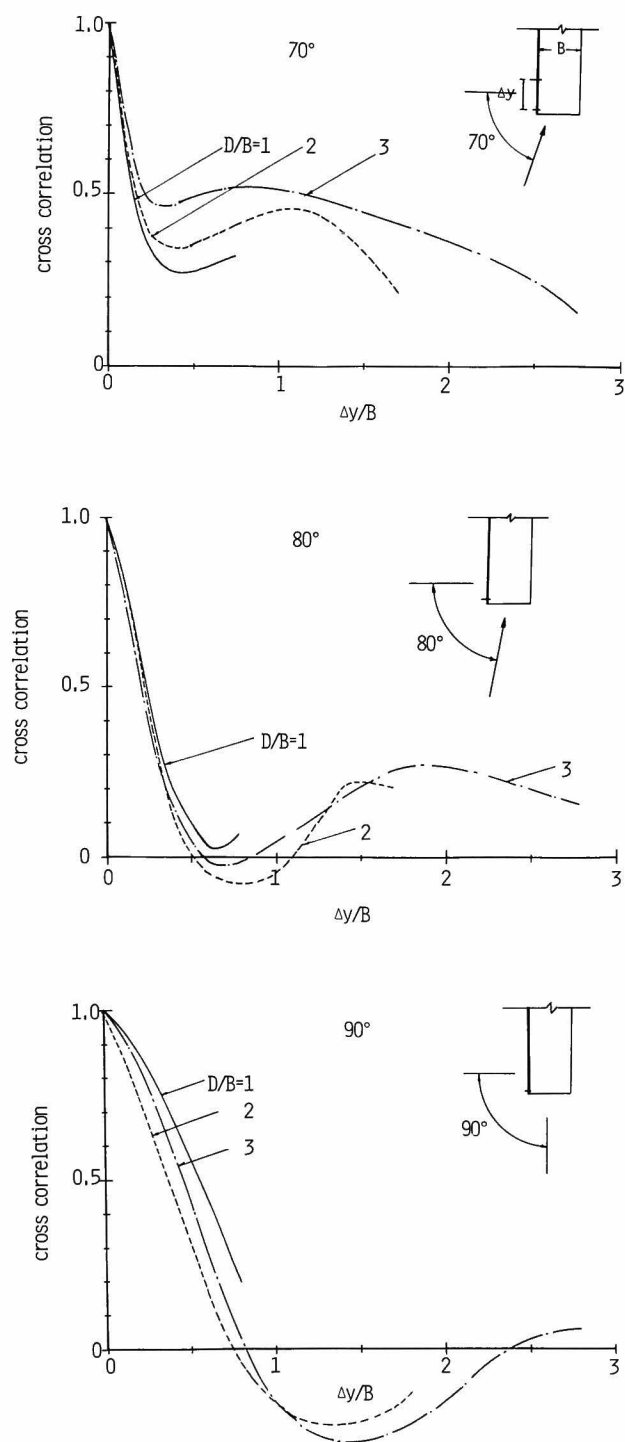


図 1.4.65 側面の圧力変動の断面内方向の相互相関係数と辺長比の関係, 格子1, $B/L_x=0.74$
 実線は $D/B=1$, 点線は $D/B=2$, 一点鎖線は $D/B=3$

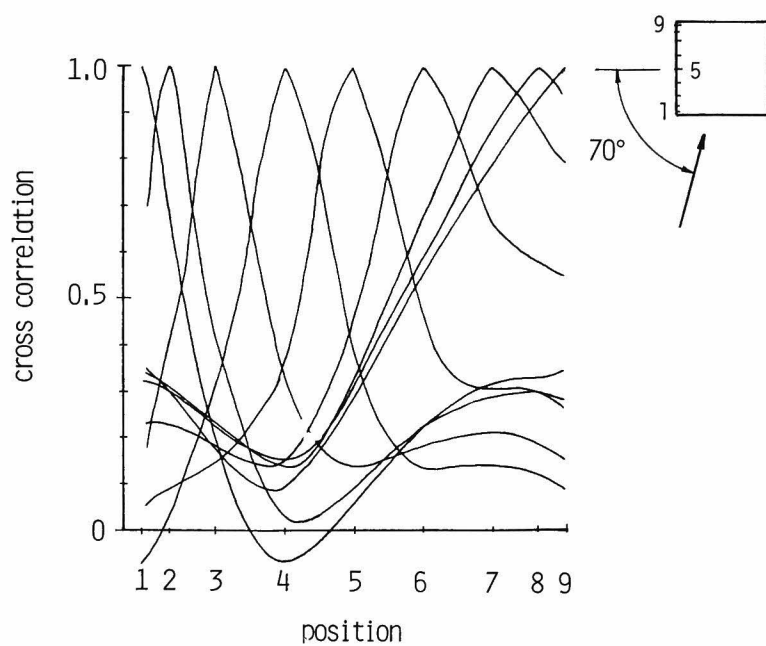


図 1.4.66 断面内方向の相互相関係数の基準点による変化, $\alpha=70^\circ$, 格子 1, $B/L_x=1.47$

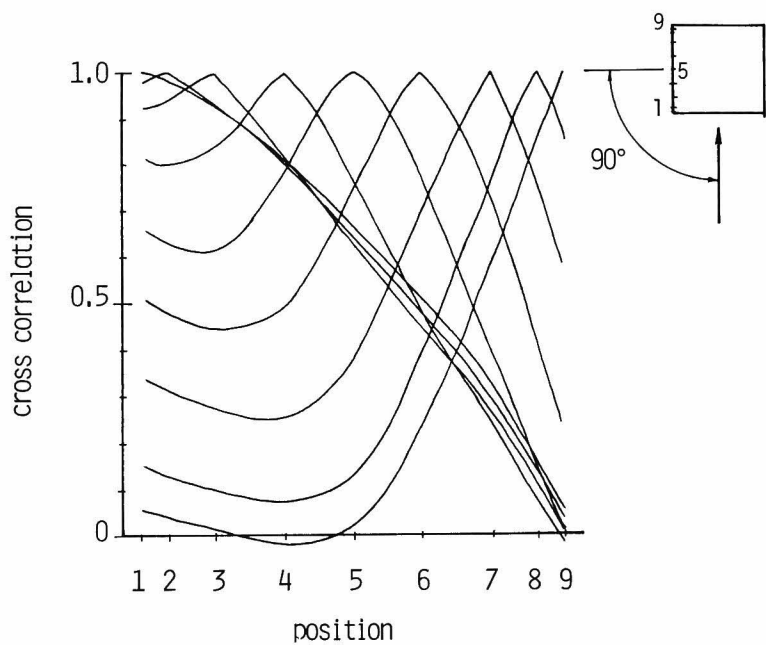


図 1.4.67 断面内方向の相互相関係数の基準点による変化
 $\alpha=90^\circ$, 格子 1, $B/L_x=1.47$

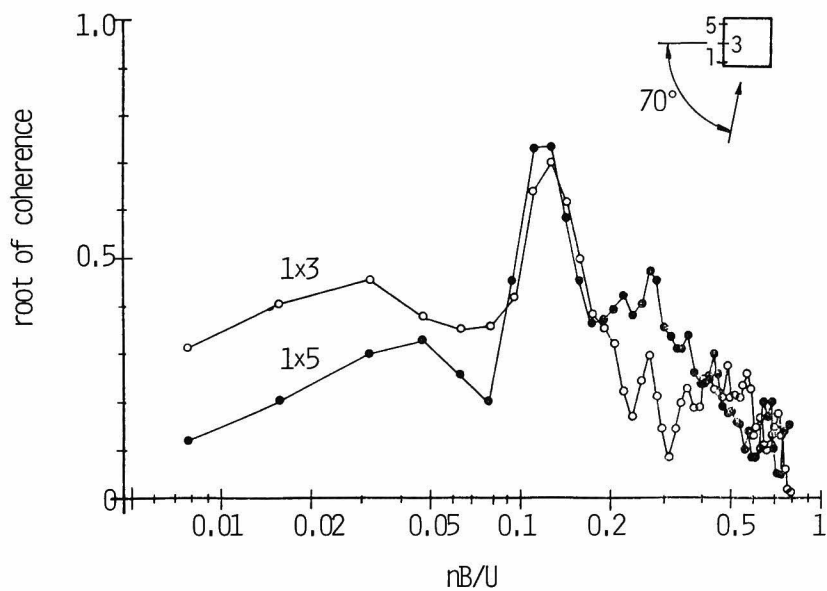


図 1.4.68 側面の圧力変動のコヒーレンスの平方根, $\alpha = 70^\circ$
格子 1, $B/L_x = 0.74$, $\circ 1 \times 3$, $\bullet 1 \times 5$

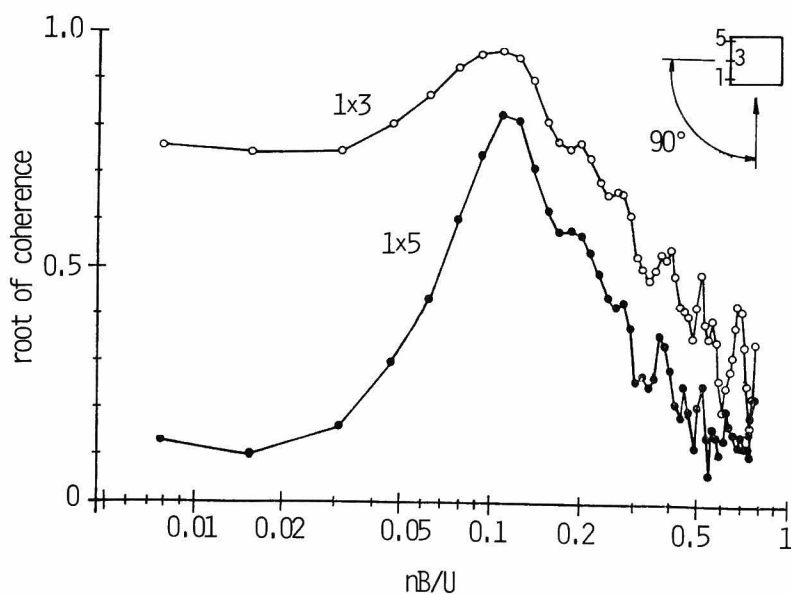


図 1.4.69 側面の圧力変動のコヒーレンスの平方根, $\alpha = 90^\circ$
格子 1, $B/L_x = 0.74$, $\circ 1 \times 3$, $\bullet 1 \times 5$

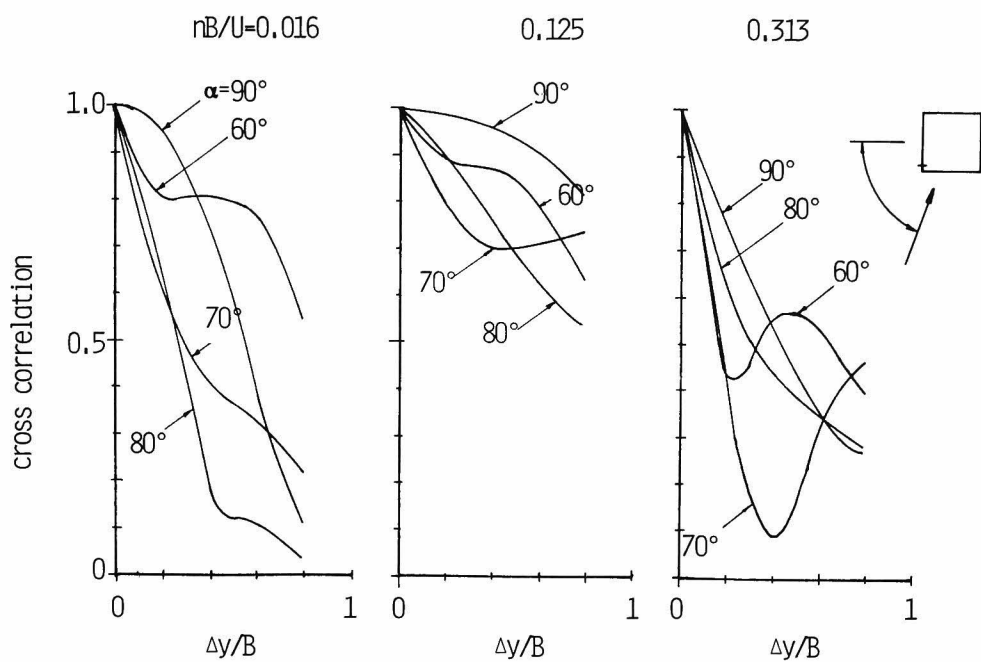


図 1.4.70 断面内方向の周波数別相互相関係数，格子1， $B/L_x = 0.74$

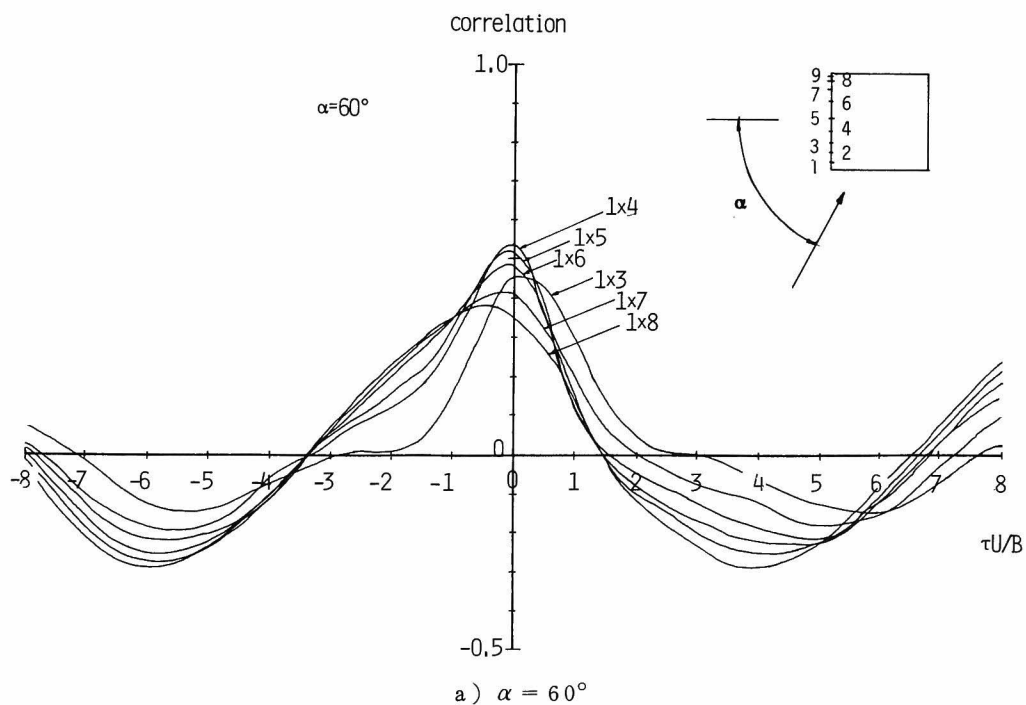


図 1.4.71 側面の圧力変動の時空間相互相関係数，格子1， $B/L_x = 1.47$ ， $D/B = 1$

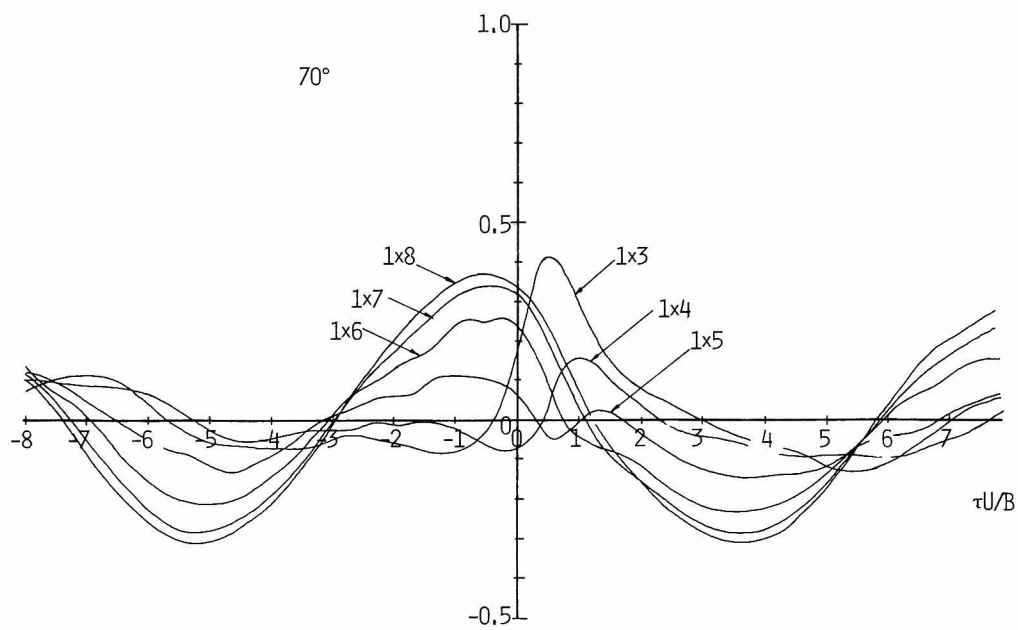


图 1.4.71 b) $\alpha = 70^\circ$

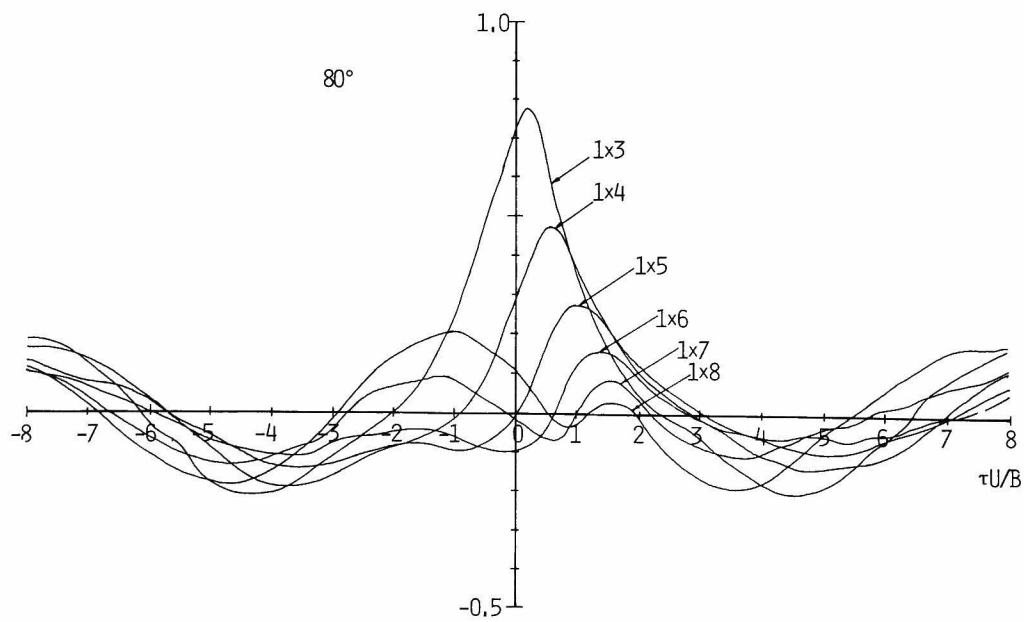


图 1.4.71 c) $\alpha = 80^\circ$

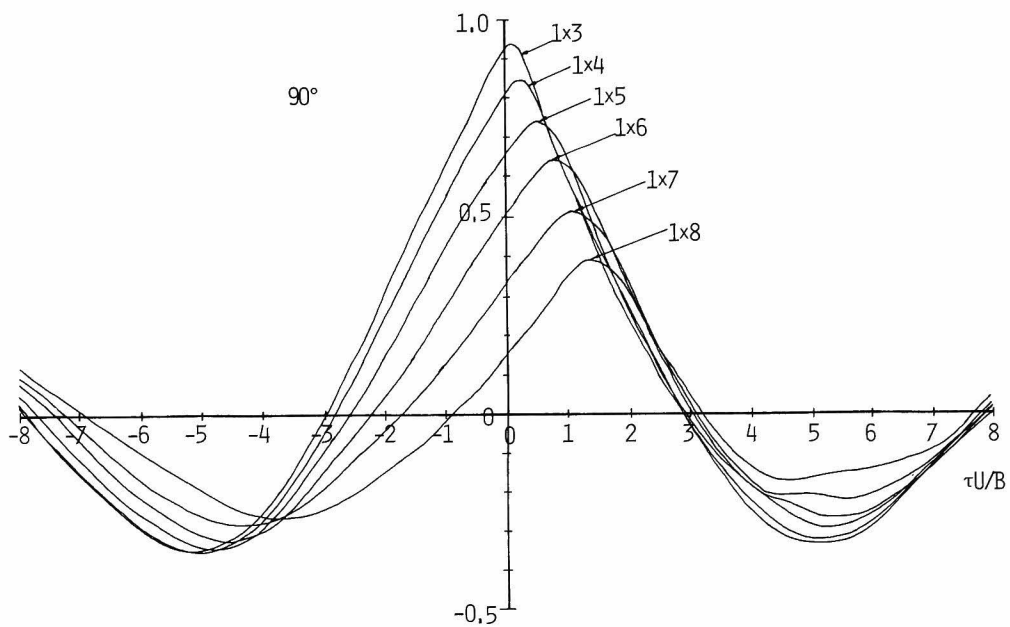


图 1.4.71 d) $\alpha = 90^\circ$

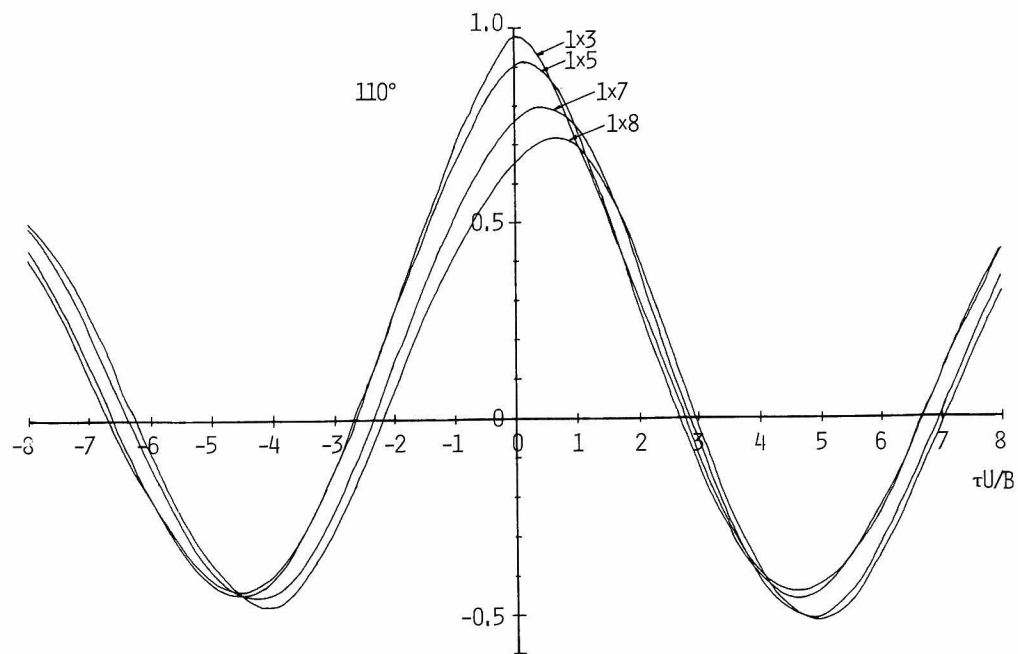


图 1.4.71 e) $\alpha = 110^\circ$

で、基準点からの距離が大きくなる程減少する。即ち、風下の圧力変動の方が風上の圧力変動より先に生じる。迎角 70° 場合、基準点と $\#4$ 点までの相互相関係数は、正の時間遅れのとき最大となる。この場合風上面と同様、基準点からの距離の増大に伴って、相互相関係数の最大値は減少し、最大値が生じる時間遅れは増大する。したがって、この点までは、圧力変動の性状が風上から風下へと移動するといえる。しかし、 $\#6$ 点より風下になると、相互相関係数は急変し、 $\#4$ 点迄の場合とは逆に、相互相関係数の最大値は負の時間遅れで生じるようになり、しかも基準点との距離が大きくなる程、相互相関係数も大きくなる。また、基準点と $\#5$ 点との相互相関係数は、正と負の両方の時間遅れで極大となり、上述した相互相関係数の2つの傾向を合わせた特徴を有している。迎角 80° の場合も、迎角 70° の場合とほぼ同様の傾向をもつが、正の時間遅れで相互相関係数がピークを持つ限界点、即ち圧力変動の性状が風上から風下へと移動する限界点が、より風下へと移る。一方迎角 90° 以上では、すべての点で正の時間遅れで相互相関係数は最大となる。

迎角 70° 及び 80° の場合の時空間相互相関係数が、このように複雑な様相を示すのは、剥離流の再付着と関係がありそうである。時空間相互相関係数が急変する限界点は、ほぼ剥離流の再付着点の近傍である。1.4.3項で述べたように、これらの迎角の場合、再付着点より風上の圧力変動は、風上から近づいてくる乱れの影響を大きく受けるのに対し、再付着点より風下の圧力変動は、そのような乱れの影響をほとんど受けない。また、後流に放出される周期的な交番渦の影響は、再付着点付近で最も小さく、再付着点から離れるにしたがって増大する。したがって、限界点より風上で観測される圧力変動の性状の風下側への移動は、主に風上の乱れによる圧力変動に伴うものであり、限界点より風下の点との相互相関係数は、主として後流に放出される周期的な交番渦の影響に伴う圧力変動に基づくと考えられる。

このような推測が正しいかどうかを、別の観点から調べてみよう。図 1.4.72 は、迎角 80° の場合の、風上側 $\#1$ 点の圧力変動と $\#3$ 点及び $\#7$ 点の圧力変動との、周波数別位相差を示したものである。時空間相互相関の最大値が正の時間遅れの時生じる $\#3$ 点との位相差は、ほぼ周波数に比例して増大する。図中の実線は、圧力変動の性状の移動速度が、全周波数領域にわたって一定と仮定した場合に、相互相関係数の最大値が生じる時間遅れから計算される位相差を示している。一方正と負の時間遅れに相互相関係数の極値が生じる $\#6$ 点との位相差は、図に示すように $nB/U_\infty = 0.1$ 付近で急激に変化する。図中の点線及び一点鎖線は、相互相関係数の2つのピークの時間遅れより計算した位相差である。これより、正の時間遅れのピークは、圧力変動の高周波数成分に起因し、負の時間遅れのピークは前述した推測どおり、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近の圧力変動成分、即ち後流の交番渦に伴う圧力変動に起因していることがわかる。

また、 $nB/U_\infty < 0.1$ の低周波数領域における圧力変動の位相差はほぼ π である。即ち、側面の風上と風下で、低周波の圧力変動は位相が反転する。この位相の反転は、乱れの主流直角方向成分等に伴う、緩やかな風向変動によって生じていると考えられる。 $\#1$ 点と $\#6$ 点とでは、迎角に伴う平均圧力係数の勾配が異符号であるので、この勾配に比例する緩やかな風向変動に伴う圧

力変動の位相が反転するからである。

このような圧力変動の時空間相関係数の特徴は、辺長比に伴ってどのように変化するであろうか。図 1.4.73 は、迎角 90° の場合の、辺長比 1, 2, 3 の角柱の側面の風上側の角付近の $\#1$ 点に

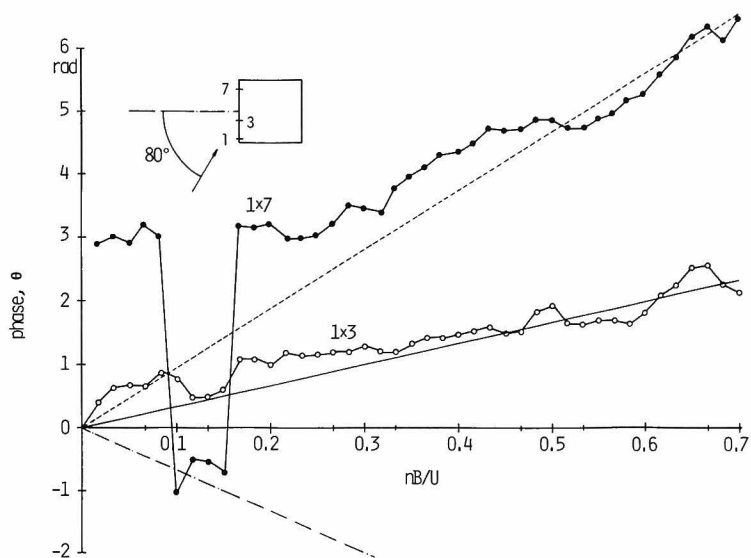


図 1.4.72 圧力変動の位相差，格子 1， $B/L_x = 1.47$ ， $\alpha = 80^\circ$

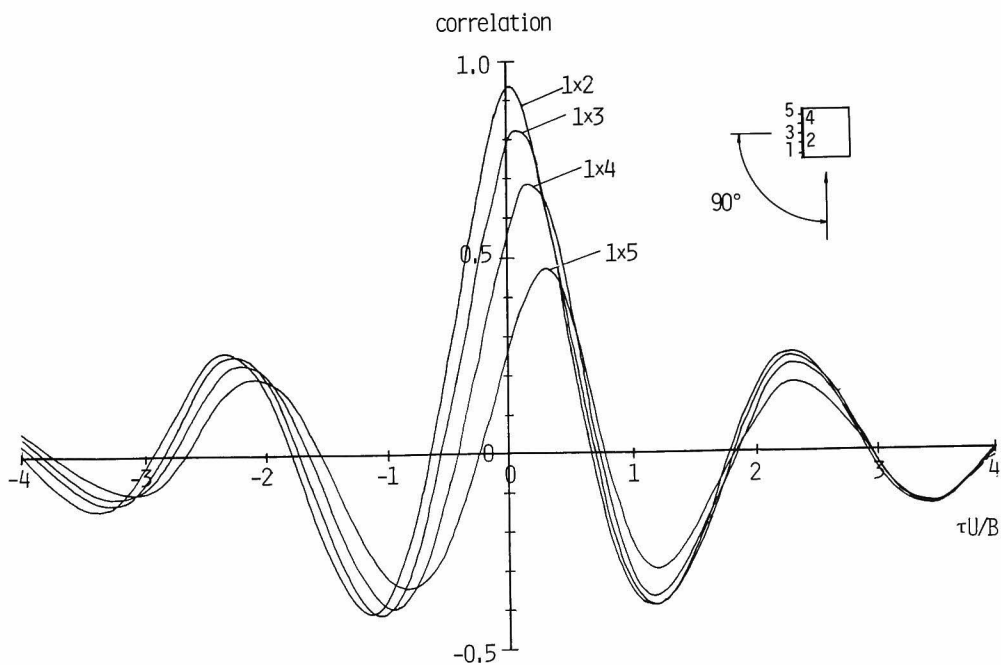


図 1.4.73 側面の圧力変動の時空間相関係数，格子 1， $B/L_x = 0.74$ ， $\alpha = 90^\circ$ ，a) $D/B = 1$

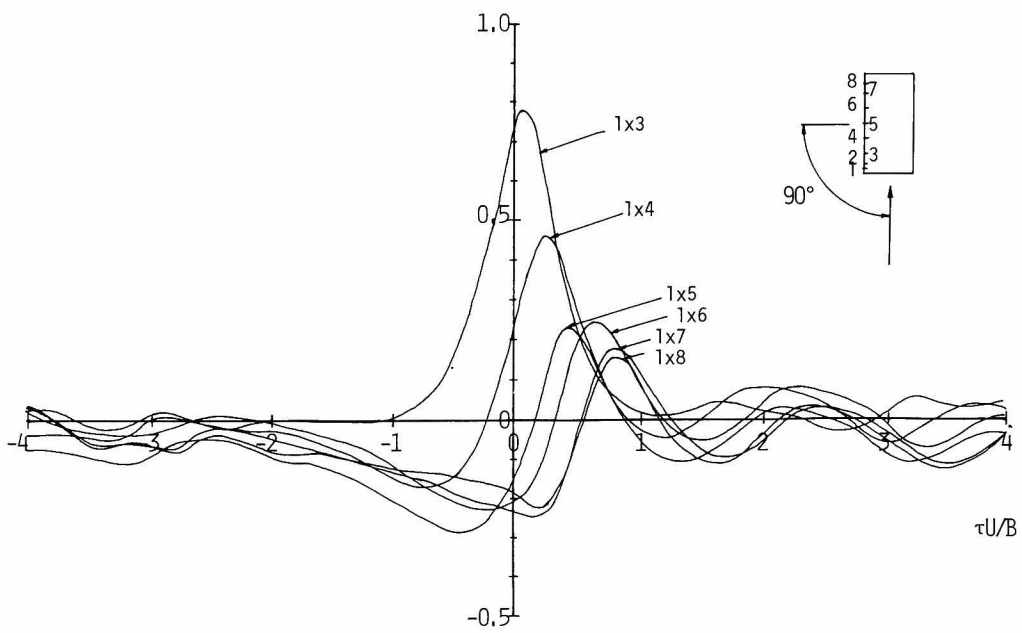


图 1.4.73 b) $D/B = 2$

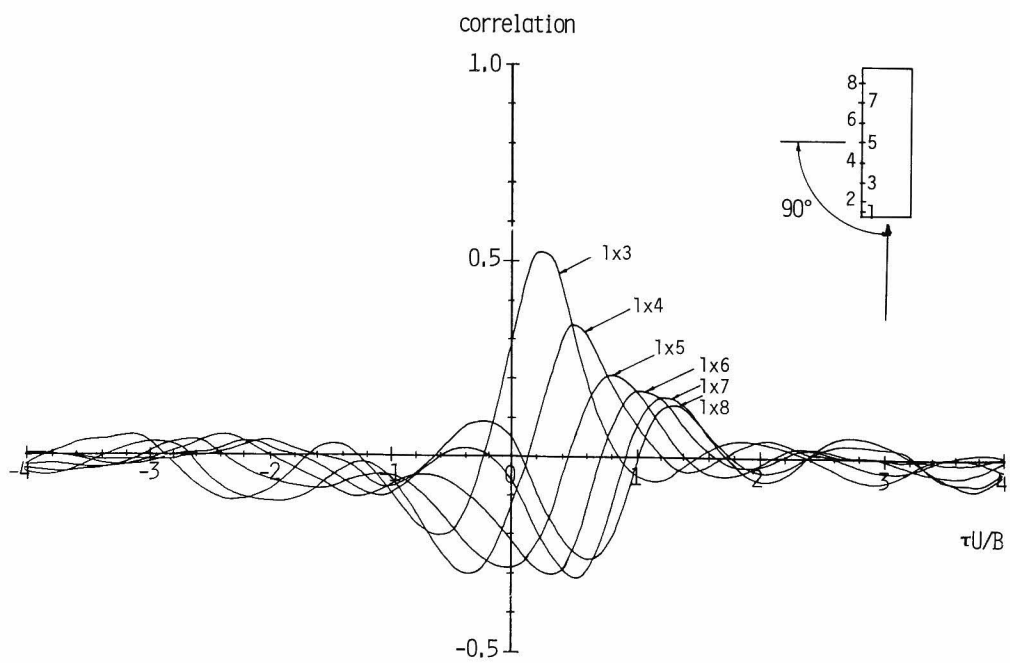


图 1.4.73 c) $D/B = 3$

作用する圧力変動を基準とした時空間相互相関係数である。基準点からの距離がほぼ等しい場合（例えば、辺長比1の1×4と辺長比2の1×4と辺長比3の1×3や辺長比2の1×7と辺長比3の1×5），辺長比が変化しても相互相関係数の分布形状はほぼ相似であり，時空間相互相関係数も圧力係数分布や相関係数分布と同様，辺長比の影響をあまり受けないことがわかる。ただ圧力変動の移動速度は，辺長比が増大するにしたがってやや減少する。ちなみに，基準点からの距離 $d_y/B=0.6$ の点と基準点との間の圧力変動の平均移動速度は，辺長比1が $0.82 U_\infty$ ，2が $0.59 U_\infty$ ，3が $0.6 U_\infty$ であった。なお，圧力変動の移動速度はどの辺長比の場合においても，風上面と同様に風下へ向かうにしたがって減少する。辺長比3の場合の基準点とNo.7点の間の移動速度は $0.43 U_\infty$ で，基準点とNo.3点との移動速度 $0.7 U_\infty$ の約 $2/3$ である。この移動速度 $0.43 U_\infty$ は，辺長比7.5の角柱に関する桂の実験結果や陸屋根に関する森の実験結果 $0.4 U_\infty$ よりやや大きい。^{2), 28)} また，辺長比3の場合，風下側のNo.7，No.8点との時空間相関係数には，辺長比1の迎角 70° 及び 80° の場合に認められたように，正と負の2つの時間遅れで相関係数が極値をとる。辺長比3の場合には，流れが側面に完全に再付着する結果，このような時空間相関係数になっていると考えられる。

上に示したように，圧力変動の移動速度は，辺長比の増大に伴って減少する。では，迎角が変化した場合，圧力変動の移動速度はどの様に変化するのであろうか。図1.4.74は，正四角柱の側面の圧力変動の移動速度を，相互相関係数の極大値が生じる時間遅れから（1.4.18）式により計

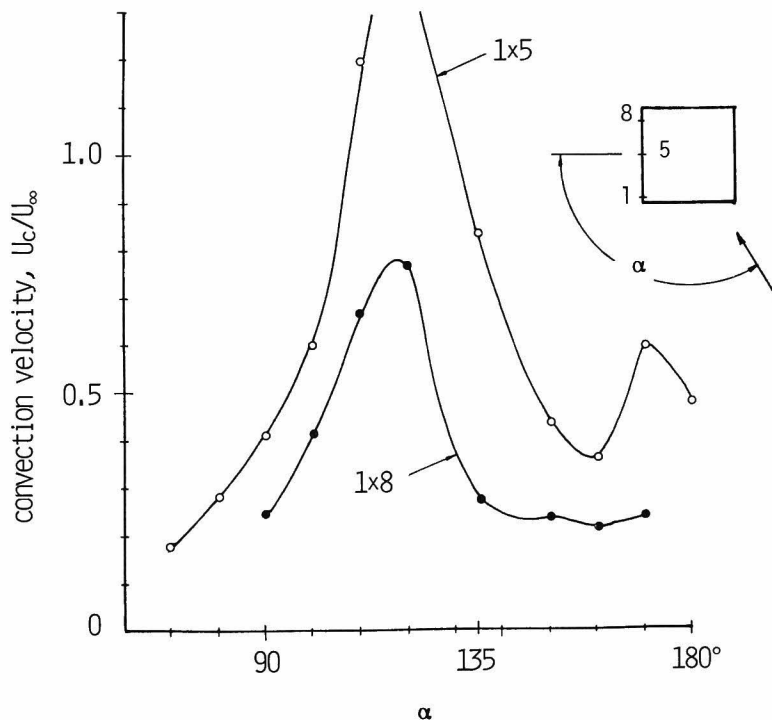


図1.4.74 圧力変動の移動速度，格子1， $B/L_x=1.47$

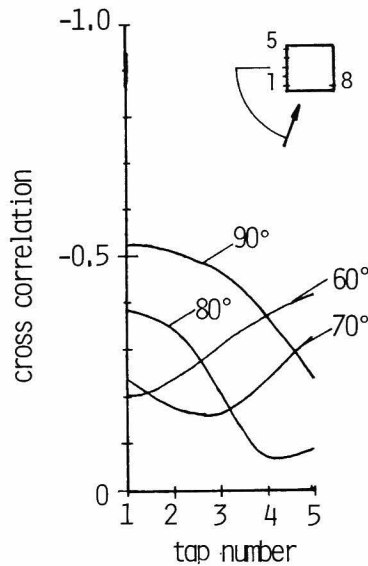


図 1.4.75 両側面の圧力変動の相互相関係数，格子 1， $B/L_x = 0.74$

算した結果を示したものである。計算は，圧力変動が風上から風下へと移動する場合，即ち限界点より風上の場合に限って行った。前述したように，圧力変動の移動速度は，風下へ向かうにしたがって減少する傾向をもつので，計算では n 点と $n+5$ 点及び $n+1$ 点と $n+8$ 点の時空間相互相関を用いて 2 つの移動速度を求めた。圧力変動の移動速度は，迎角 70° の場合 $0.2 U_\infty$ と最も小さく，迎角の増大とともに大きくなり迎角 120° で最大となる。迎角が 120° 以上になると減少し，迎角 150° 以上ではほぼ一定となる。なお，図 1.4.74 に示した迎角 90° の場合の圧力変動の移動速度を，図 1.4.73 から求められた辺長比 1 の場合の移動速度と比較することにより，圧力変動の移動速度が B/L_x の大きい程小さくなることがわかる。

次に，相対する両側面の圧力変動の相互相関係数を調べてみよう。図 1.4.75 は，風下側の側面の圧力変動を基準とした，正四角柱の両側面間の圧力変動の相互相関係数を示したものである。いずれの迎角の場合も相互相関係数は負で，圧力変動の位相が両側面で反転していることがわかる。相互相関係数の分布形状は，側面の基準点位置によってほとんど変わらず，また平均圧力係数分布ときわめて似かよっている。

このような圧力変動の位相の逆転は，主に後流の交番渦に伴う圧力変動成分によって生じていると考えられる。図 1.4.76 は，迎角 $70^\circ \sim 90^\circ$ の場合における両側面の圧力変動のコ・コヒーレンスを示したものである。 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近で，コ・コヒーレンスは最小となり，この周波数付近では，圧力変動の両側面間の相関がきわめて大きく，また圧力変動の位相が反転していることがわかる。 $nB/U_\infty > 0.3$ では，コ・コヒーレンスはほぼ零となり， $nB/U_\infty = 0.3$ 以上の高周波の圧力変動は，両側面間でほとんど関係がない。一方， $nB/U_\infty < 0.02$ の低周波数領域のコ・コヒー

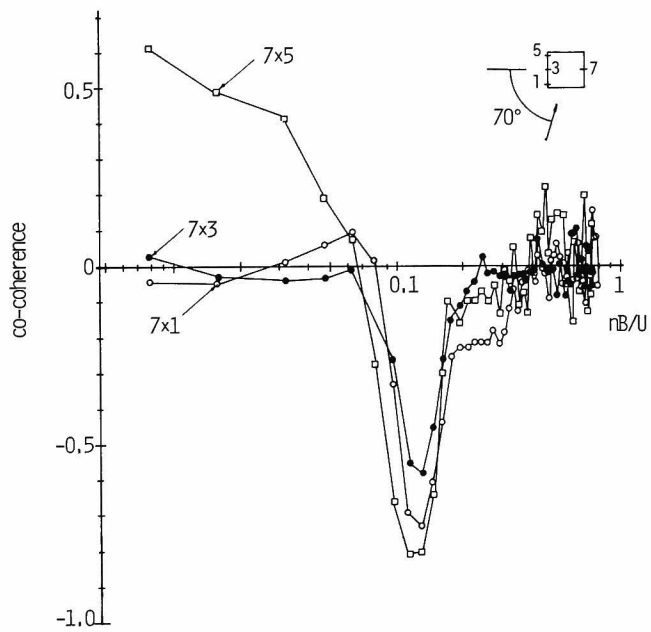


図 1. 4. 7 6 両側面の圧力変動のコ・コヒーレンス，格子 1， $B/L_x = 0.74$ a) $\alpha = 70^\circ$

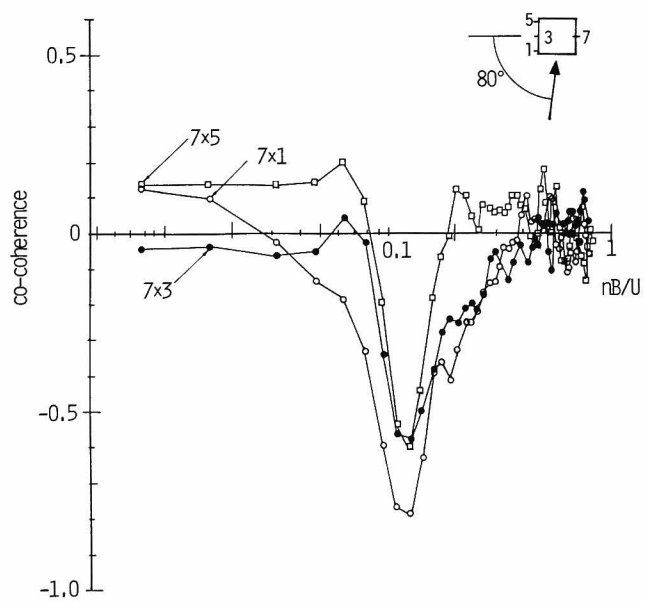


図 1. 4. 7 6 b) $\alpha = 80^\circ$

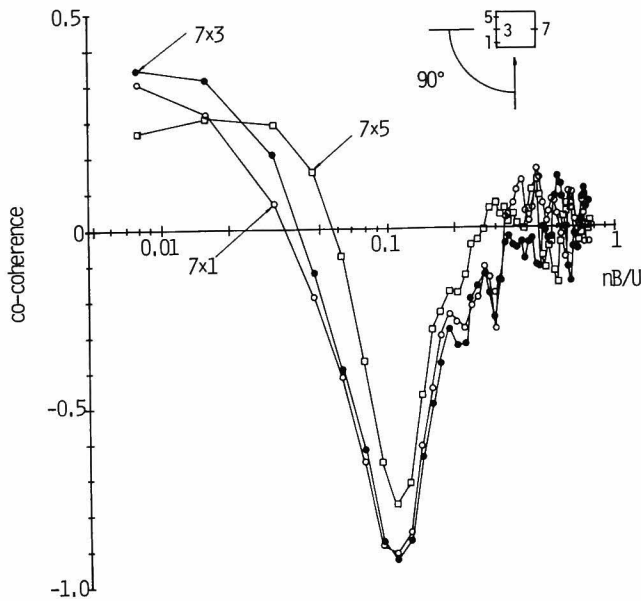


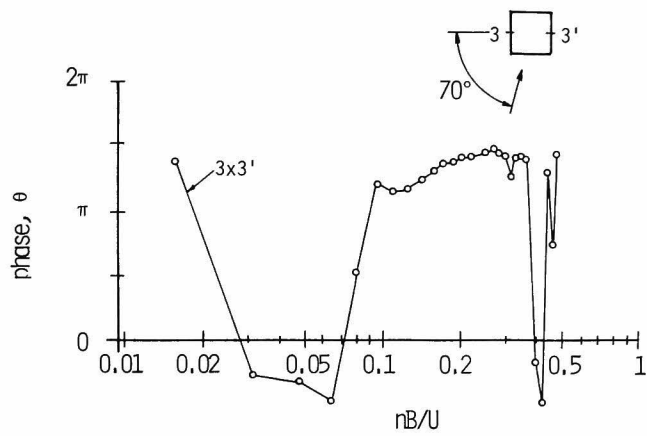
図 1.4.76 c) $\alpha = 90^\circ$

レンスは、迎角及び測点の位置によって大きく異なっている。迎角 90° の場合コ・コヒーレンスは、いずれの測点の場合も $0.3 \sim 0.4$ 程度であるが、迎角 80° 場合には、 $-0.05 \sim 0.15$ とかなり小さくなる。迎角 70° の場合には、中央点より風上の $\#1$ 及び $\#3$ 点とのコ・コヒーレンスはほぼ零で、風下側 $\#5$ 点とのコ・コヒーレンスは 0.6 となる。

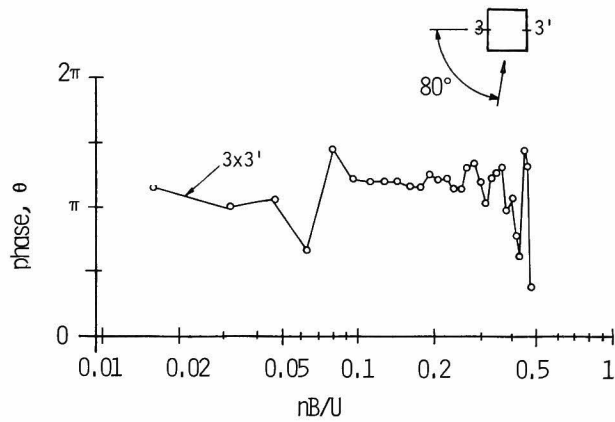
また、図 1.4.77 は、両側面の中央点の圧力変動の、周波数別位相差を調べたものである。両側面の圧力変動の位相差は、 $nB/U_\infty = 0.1 \sim 0.3$ のかなり広い周波数領域にわたってほぼ一定で、迎角 70° の場合 1.4π 、 80° の場合 1.2π 、 90° の場合 π と、迎角が 90° に近づくにしたがい、しだいに減少しながら π に近づく。したがって、両側面の圧力変動の位相の反転は、前述した $nB/U_\infty = 0.12$ 付近だけではなく、 $nB/U_\infty = 0.1 \sim 0.3$ のかなり広い周波数領域にわたって生じることがわかる。

c. 背面に作用する圧力変動の相互相関係数（迎角 $135^\circ \sim 180^\circ$ ）

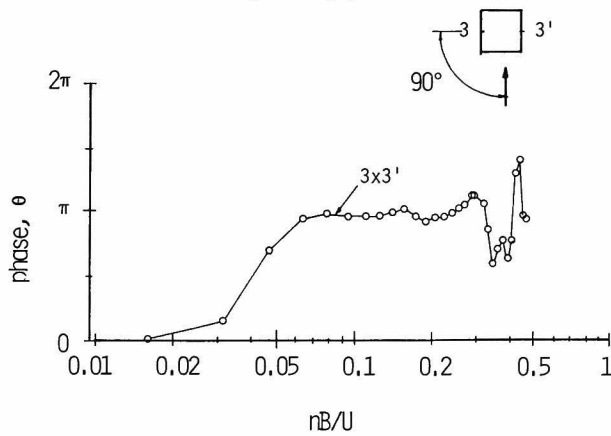
圧力変動の断面内方向の相互相関係数は、図 1.4.50 に示したように、迎角 120° 以上では迎角の増大に伴ってしだいに減少する。減少の度合は、迎角 180° に近づくにつれて急速に大きくなる。これは、1.4.3 項において示したように、迎角の増大に伴い、角柱の片側から放出される渦だけでなく、その反対側から放出される渦の影響がしだいに大きくなるからである。図 1.4.78、1.4.79 は、迎角 180° の場合の背面の角近傍の点に作用する圧力変動を基準とした、時空間相互相関係数を示したものである。時空間相関係数の形状は辺長比によって著しく異なるが、辺長比 $1, 2$ の場合とも、中央点を境にして時空間相関係数の正負が反転し、圧力変動の位相が逆転する傾向



a) $\alpha = 70^\circ$



b) $\alpha = 80^\circ$



c) $\alpha = 90^\circ$

図 1.4.77 両側面の中央点の圧力変動の位相差，格子 1， $B/L_x = 0.94$

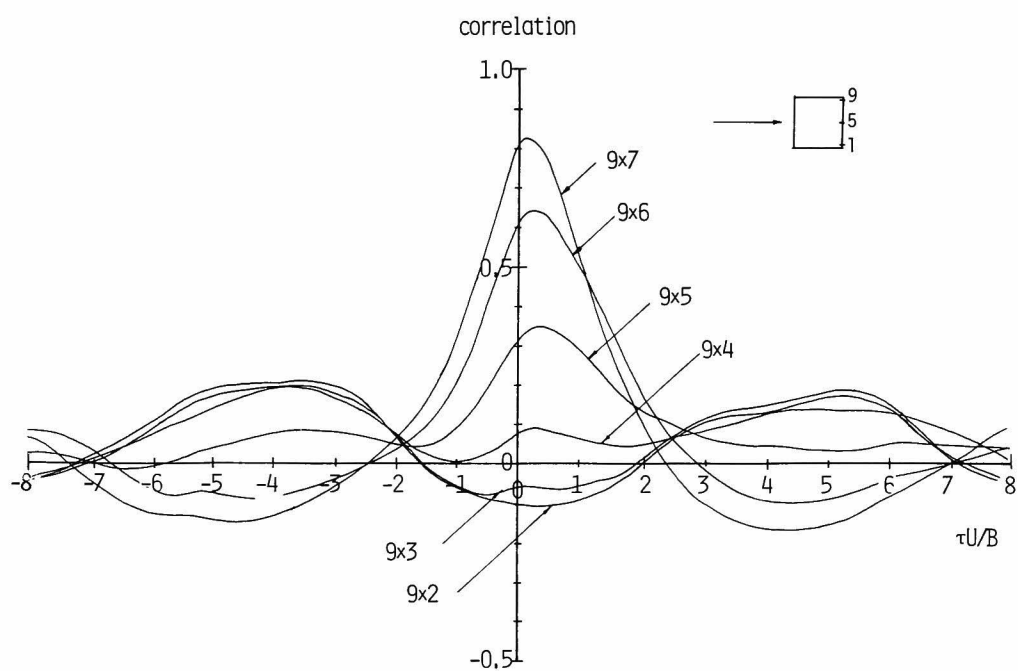


図 1.4.78 背面の圧力変動の時空間相互相関係数, 格子 1, $B/L_x=1.47$, $D/B=1$, $\alpha=180^\circ$

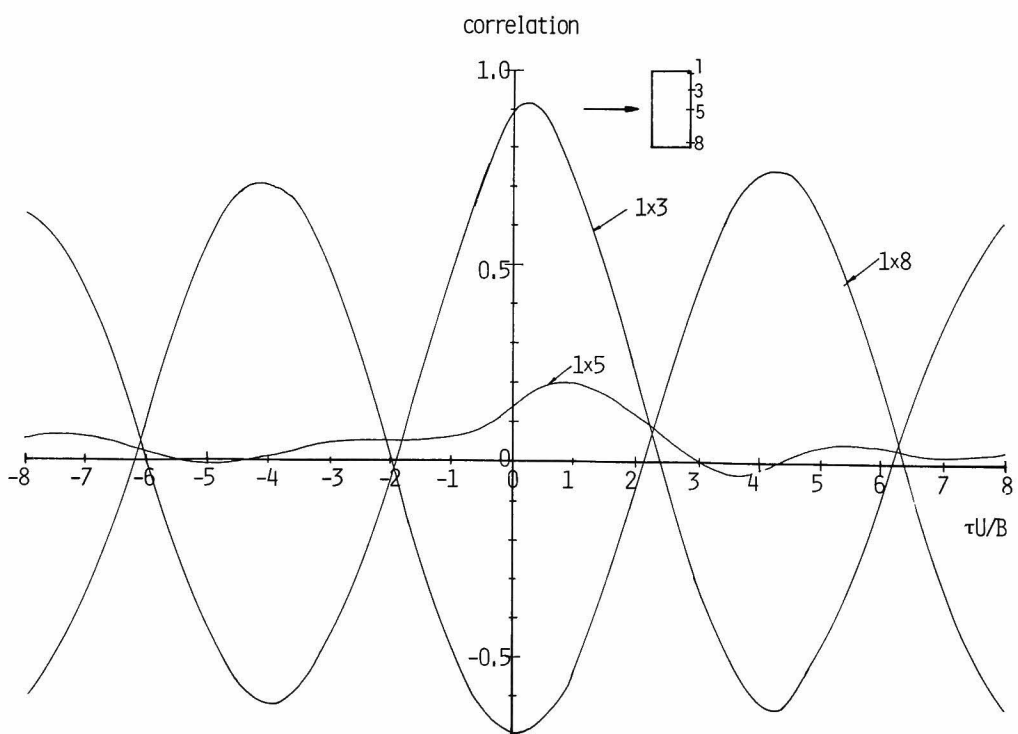


図 1.4.79 背面の圧力変動の時空間相互相関係数, 格子 1, $D/B=0.5$, $\alpha=180^\circ$

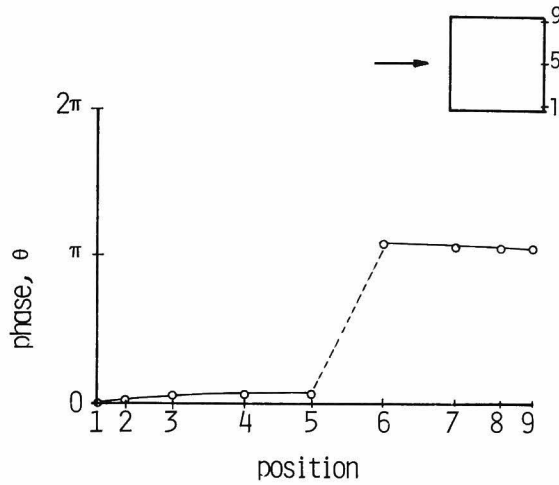


図 1.4.80 背面の圧力変動の位相差，格子 1， $D/B = 1$ ， $B/L_x = 1.47$

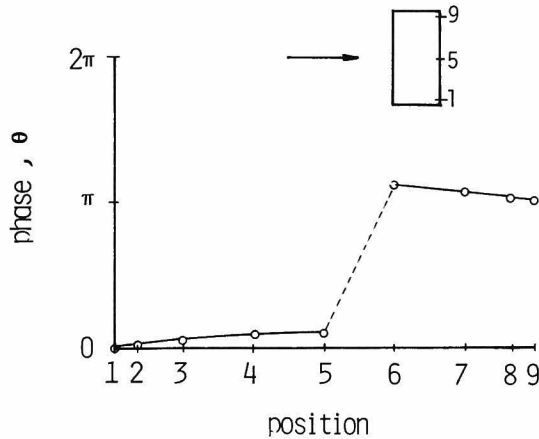


図 1.4.81 背面の圧力変動の位相差，格子 1， $D/B = 0.5$ ， $B/L_x = 1.47$

が認められる。また図 1.4.80, 1.4.81 は，後流渦の放出周波数付近での圧力変動の位相差を示したものである。辺長比 1, 2 の場合とも，中央点を境に位相が零から π へ急速に変化する様子が示され，圧力変動の位相の反転がこの周波数付近の圧力変動に起因することがわかる。

風方向振動の評価にとっては，背面と風上面の相互相関係数も重要である。図 1.4.82 は迎角 0° の場合の背面と風上面の中央点に作用する圧力変動の時空間相互相関係数を示したものである。背面と風上面の時空間相関係数の最大値は正の時間遅れで生じ，辺長比が大きくなるにつれて，最大値の生じる時間遅れが増大することがわかる。この時間遅れと角柱の奥行から計算される圧力変動の移動速度は，辺長比 1 の場合 $0.9 U_\infty$ ，2 の場合 $0.57 U_\infty$ ，3 の場合 $0.55 U_\infty$ と

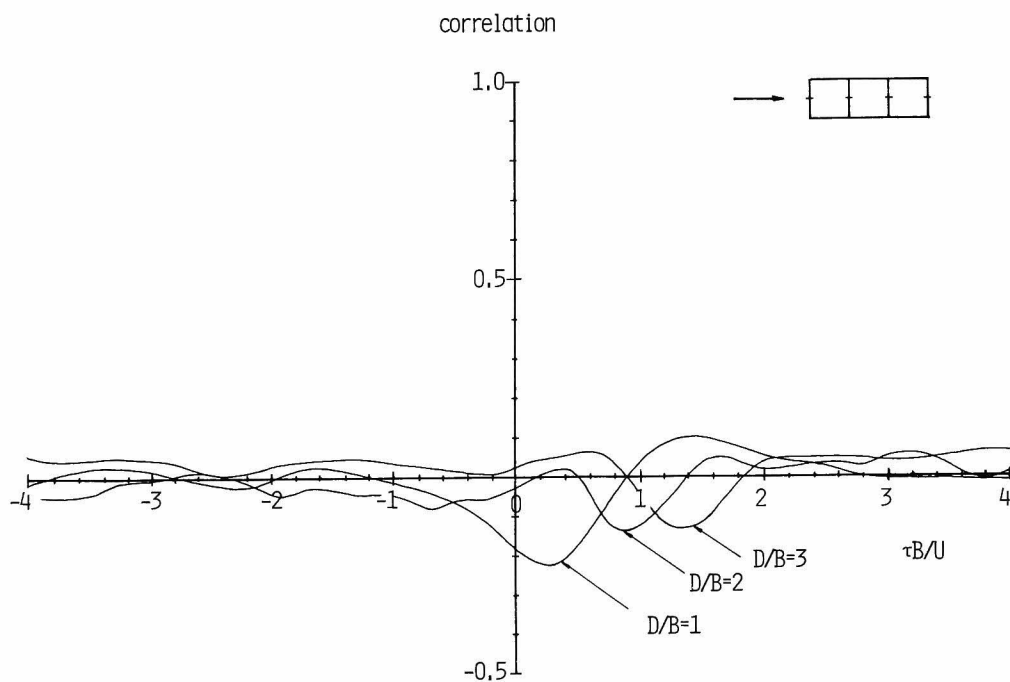


図 1. 4. 8 2 風上面と背面中央点の圧力変動の相互相関，格子 1， $B/L_x = 0.74$

辺長比が大きくなる程減少する。なお、これらの圧力変動の移動速度は、迎角 90° の場合の側面の圧力変動の移動速度より若干大きい。

次に、背面と風上面の圧力変動の周波数別相互相関を調べてみよう。図 1. 4. 8 3 は背面と風上面の中央点に作用する圧力変動のコヒーレンスの平方根を示したものである。背面と風上面の圧力変動の相関が最も大きくなるのは、辺長比 1 の場合 $nB/U_\infty = 0.08$ ，辺長比 3 の場合 $nB/U_\infty = 0.14$ 付近である。このように、低周波数領域における相関があまり大きくなく、特定の周波数付近での相関が大きい原因は、図 1. 4. 8 4 に示したように、背面の圧力変動が主に風上から近づいてくる乱れのこの周波数付近の成分によって影響されているためであるが、何故風上から近づいてくる乱れのなかで、このような特定の周波数付近の成分の影響が最も大きくなるかについては、現在の資料のみでは説明できない。

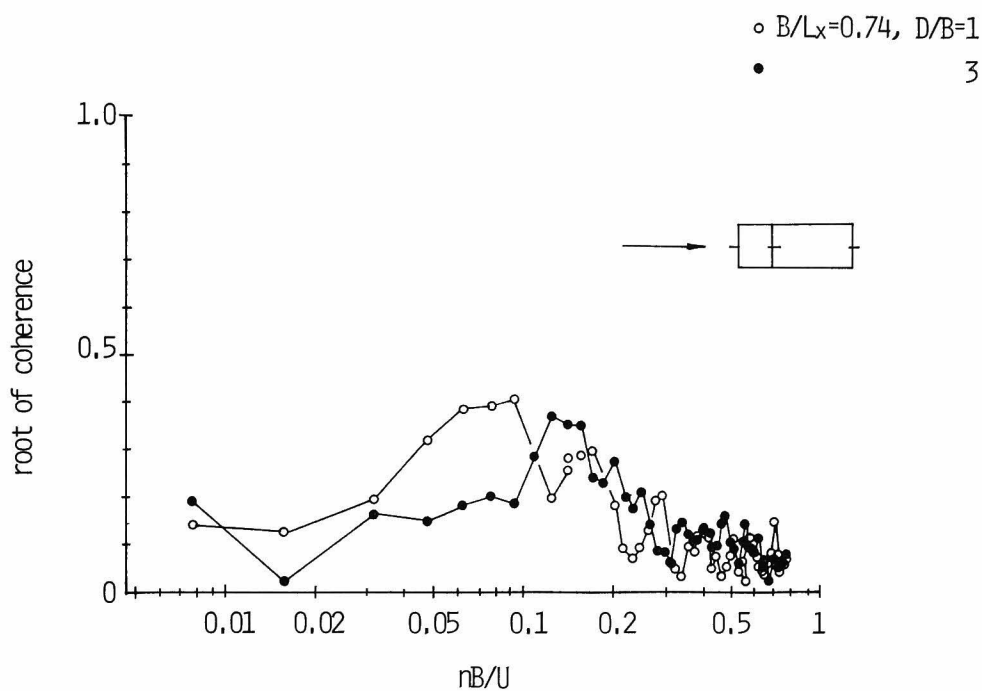


図 1. 4. 8 3 風上面と背面の圧力変動のコヒーレンスの平方根，格子 1， $B/L_x=0.74$
○ $D/B=1$ ，● $D/B=3$

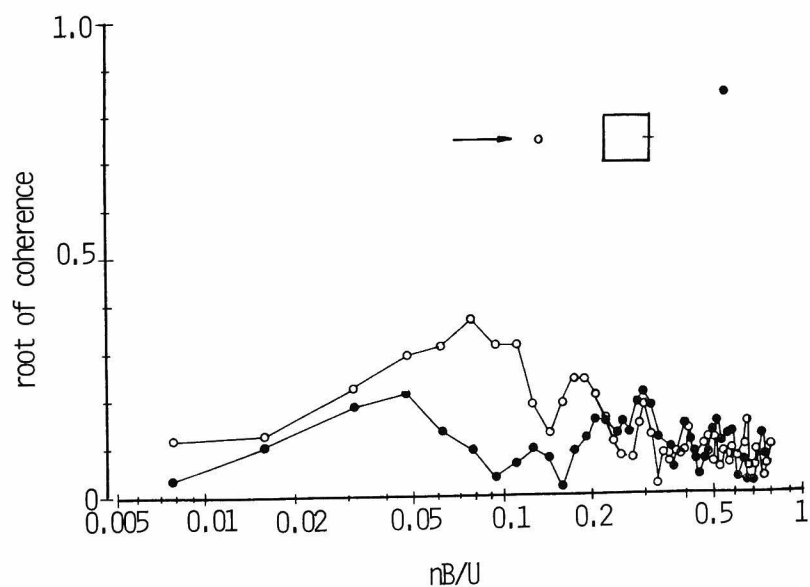


図 1. 4. 8 4 角柱の風上及び後流の流速変動と背面の圧力変動のコヒーレンスの平方根
格子 1， $B/L_x=0.74$ ， $D/B=1$ ，○ 風上，● 後流

圧力変動の軸方向の相互相関係数

図 1.4.85 は、一辺が 5 cm の正四角柱の中央軸線上の測点に作用する圧力変動の軸方向の相互相関係数が、迎角によってどのように変化するかを調べたものである。断面内方向の相互相関係数と異なり、鉛角方向の相互相関係数は、2 次元角柱の場合、一般流の流速変動と同様測点間の距離のみの関数として表わされ、測点間の距離の増大に伴って単調に減少する。図 1.4.85 中の点線は、一般流の主流方向の流速変動の横方向の相互相関係数を示しているが、すべての迎角において圧力変動の相互相関係数の方が大きいことがわかる。また、測点間の距離に伴う相互相関係数の変化の傾向は、どの迎角においても大きな違いはなく、相互相関係数はほぼ下式の指数関数によって近似できる。

$$R_{pv}(\Delta z) = e^{-c \Delta z} \quad (1.4.20)$$

ここに $R_{pv}(\Delta z)$ は相互相関係数、 Δz は測点間の距離、 c は相関の大きさを定める定数である。

相互相関係数が (1.4.20) 式のように表わされる場合、圧力変動の鉛直方向の積分スケール L_{pv} は、下式より c の逆数となる。

$$L_{pv} = \int_0^{\infty} R_{pv}(\Delta z) d\Delta z = \frac{1}{c} \quad (1.4.21)$$

(1.4.21) 式より、圧力変動の鉛直方向の積分スケールを計算し、図 1.4.86 に示した。圧力変動の積分スケールは、迎角 0° のとき最も小さく、一般流の乱れのスケールの約 1.5 倍程度であり、迎角 60° までは迎角の増大とともに大きくなる。迎角 70° では、中央点付近がちょうど再付着点付近に位置するようになり、圧力変動のスケールは一旦小さくなるが、その後再び増大し迎角 135° で最大となる。迎角が 135° を越えると、圧力変動のスケールは急激に減少する。迎角 90° における圧力変動のスケールは迎角 0° の場合の 2.25 倍、迎角 135° におけるスケールは迎角 0° の 4.9 倍、迎角 180° におけるスケールは迎角 0° の 1.27 倍であった。

このような圧力変動の鉛直方向のスケールの迎角による変化は、主にどのような周波数領域において生じているであろうか。図 1.4.87 は、 $\Delta z = 6 \text{ cm}$ の場合の圧力変動のコヒーレンスの平方根を示したものである。迎角 0° と迎角 180° のコヒーレンスはきわめてよく似ており、周波数の増大に伴い単調に減少する。他の迎角の場合には、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近の圧力変動のコヒーレンスが最も大きい。1.4.3 項に示したように、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近では圧力変動のパワーもきわめて大きくなることから、この周波数付近の圧力変動の相互相関の大きさが、圧力変動の積分スケールを大きく左右しているようである。即ち、圧力変動の鉛直スケールは、後流渦の状態に大きく依存すると考えられる。

図 1.4.88 は、 $nB/U_\infty = 0.0156, 0.125, 0.313$ における圧力変動のスケールの迎角による変化を示したものである。 $nB/U_\infty = 0.125$ における圧力変動のスケールは迎角によって大きく変化し、その変化の傾向は圧力変動の積分スケールとよく対応している。一方、 $nB/U_\infty = 0.313$ に

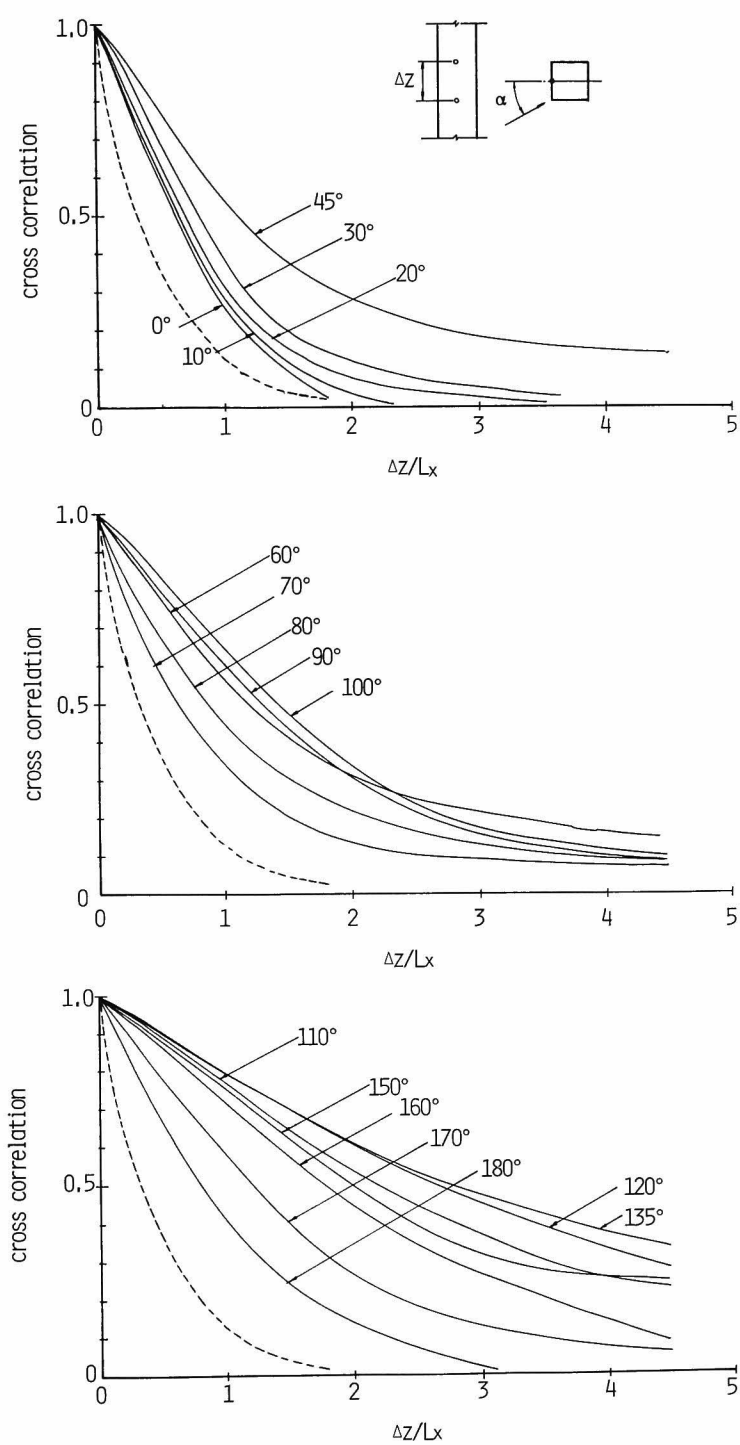


図 1.4.85 圧力変動の軸方向の相互相関係数, 格子 1, $B/L_x = 0.74$, $D/B = 1$
点線は一般流の相互相関係数

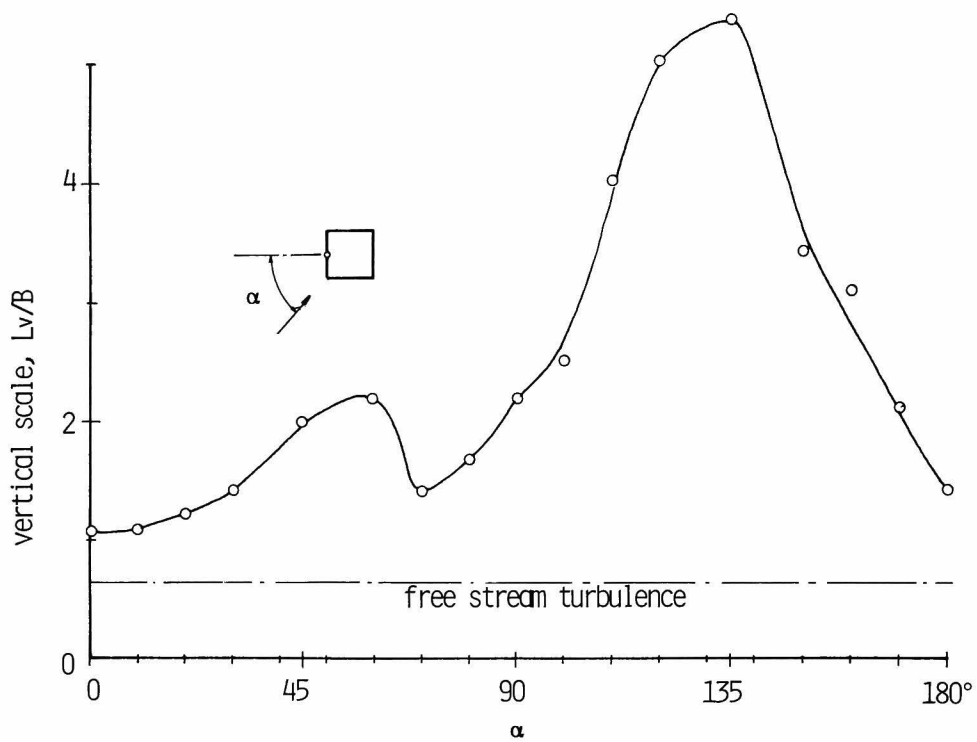


図 1. 4. 8 6 圧力変動の軸方向のスケールの迎角による変化，格子1， $B/L_x=0.74$

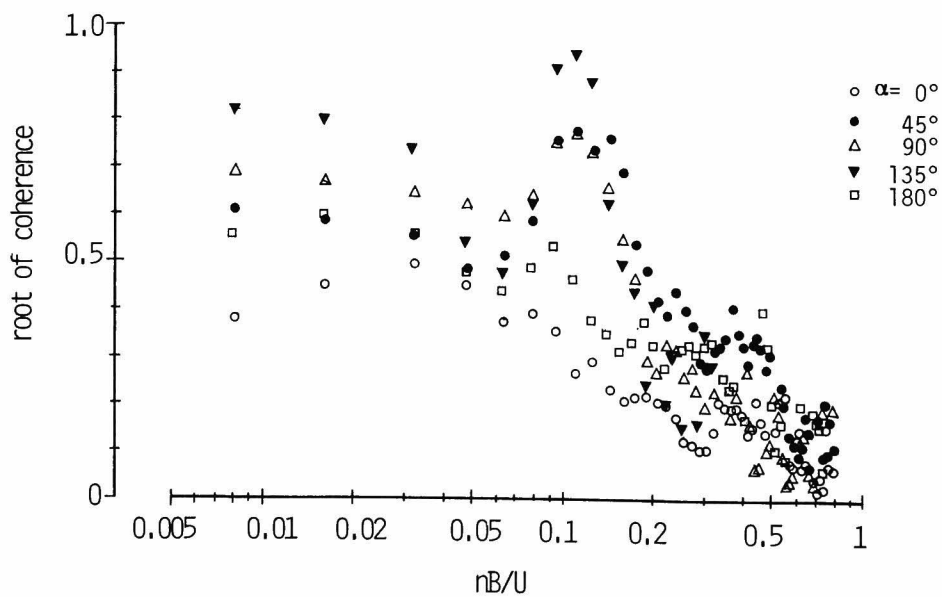


図 1. 4. 8 7 圧力変動の軸方向のコヒーレンスの平方根，格子1， $B/L_x=0.74$ ， $\Delta z = 6\text{ cm}$

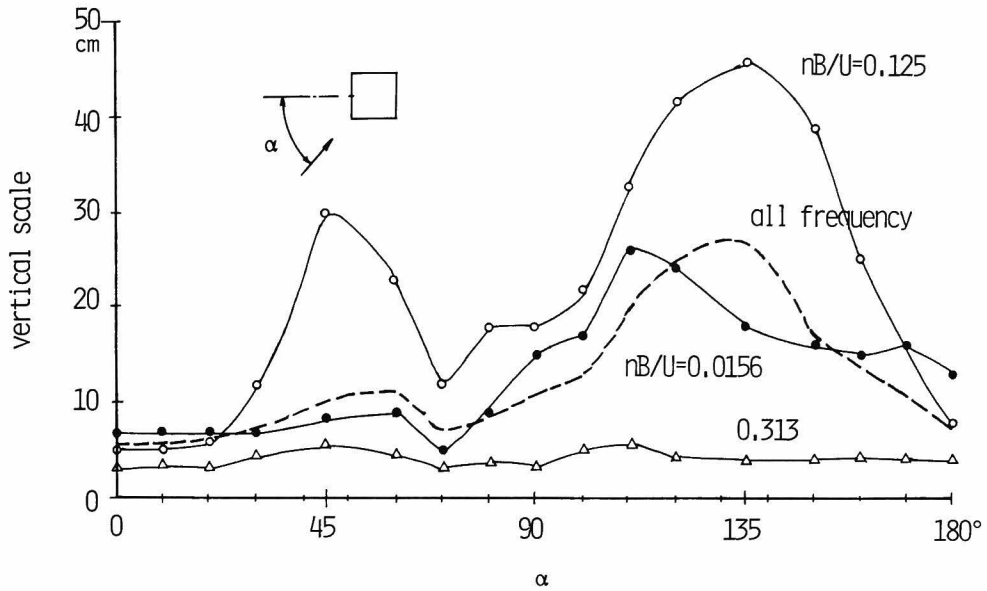


図 1.4.88 圧力変動の軸方向の周波数別スケールの迎角による変化，格子1
 $B/L_X = 0.74$ ，○ $nB/U_\infty = 0.125$ ，● 0.0156 ，△ 0.313

おける圧力変動のスケールは，迎角によってほとんど変化しない。なお， $nB/U_\infty = 0.125$ における圧力変動のスケールは，圧力変動の積分スケールの約 2～3 倍であった。

次に，圧力変動の鉛直方向の相互相関係数に対する B/L_X の影響について述べる。図 1.4.89 は迎角 0° ， 45° ， 90° における相互相関係数が， B/L_X によってどのように変化するかを調べたものである。いずれの迎角の場合においても，相互相関係数は B/L_X が大きい程増大することがわかる。

また，図 1.4.90 は，迎角 0° における鉛直方向のコ・コヒーレンスが，乱れのスケールと，測点間の距離に伴ってどのように変化するかを調べたものである。水平方向のコ・コヒーレンスは，前述したように B/L_X 及び ξ/L_X の影響をほとんど受けず， $n\xi/U_\infty$ のみの関数で表わすことが可能であるが，軸方向の場合， $n\xi/U_\infty < 0.25$ の低周波数領域のコ・コヒーレンスは， B/L_X 及び ξ/L_X の影響が大きく， ξ/L_X が大きい程，また B/L_X が小さい程，コヒーレンスは小さくなり， $n\xi/U_\infty$ のみの関数に表わすことはできない。なお図中の実線は，一般流の主流方向の流速変動のコ・コヒーレンスを示しているが，どの周波数においても，圧力変動のコ・コヒーレンスの方が流速変動のコ・コヒーレンスより大きいことがわかる。

図 1.4.91 は， $d_z/B = 0.8$ の場合における側面の圧力変動のコヒーレンスの平方根を，横軸に nB/U_∞ をとって表わしたものである。 $0.05 < \frac{nB}{U_\infty} < 0.2$ でのコヒーレンスは B/L_X が小さい方が大きくなるが，それ以外の周波数領域でのコヒーレンスは， B/L_X の影響をほとんど受けないことがわかる。また図 1.4.92 は， $nB/U_\infty = 0.0156$ ， 0.125 ， 0.375 におけるコヒーレンス

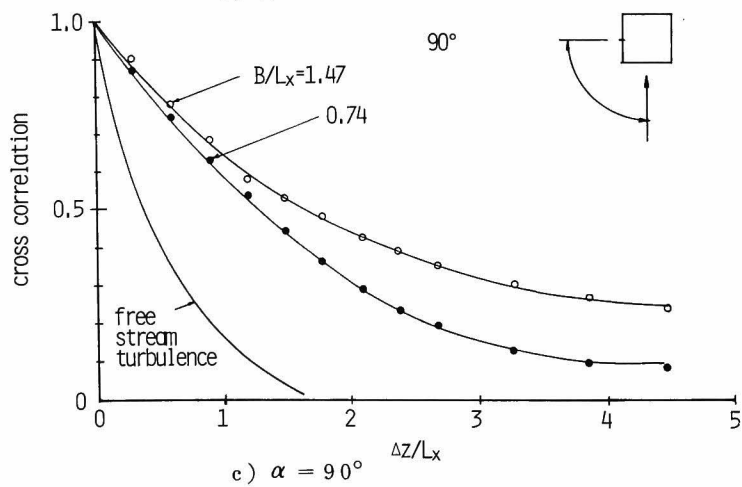
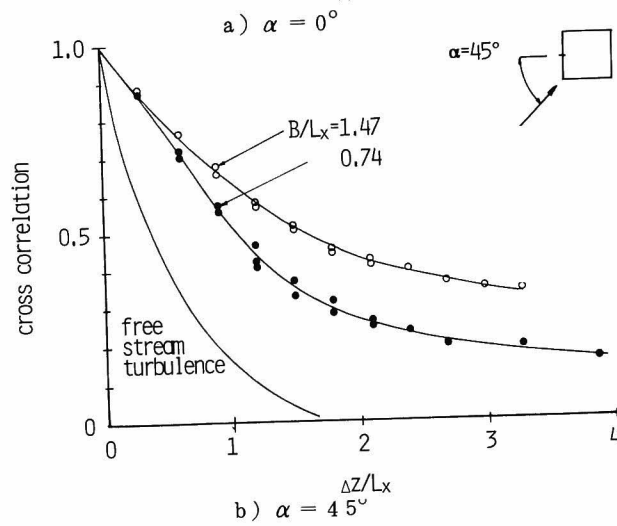
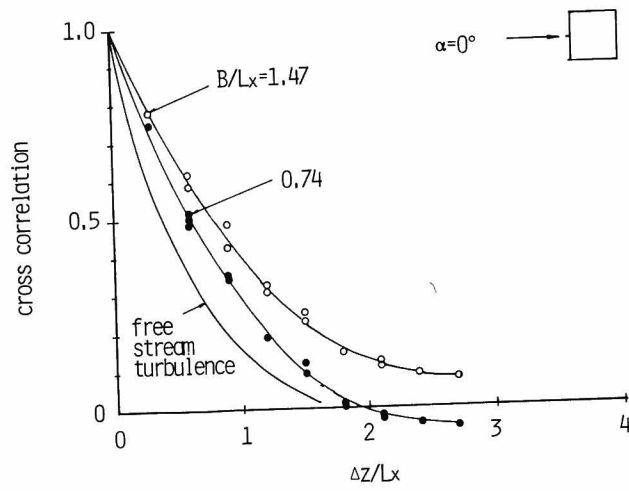


図 1. 4. 89 圧力変動の軸方向の相互相関と B/L_x の関係 . 格子 1 , $D/B = 1$

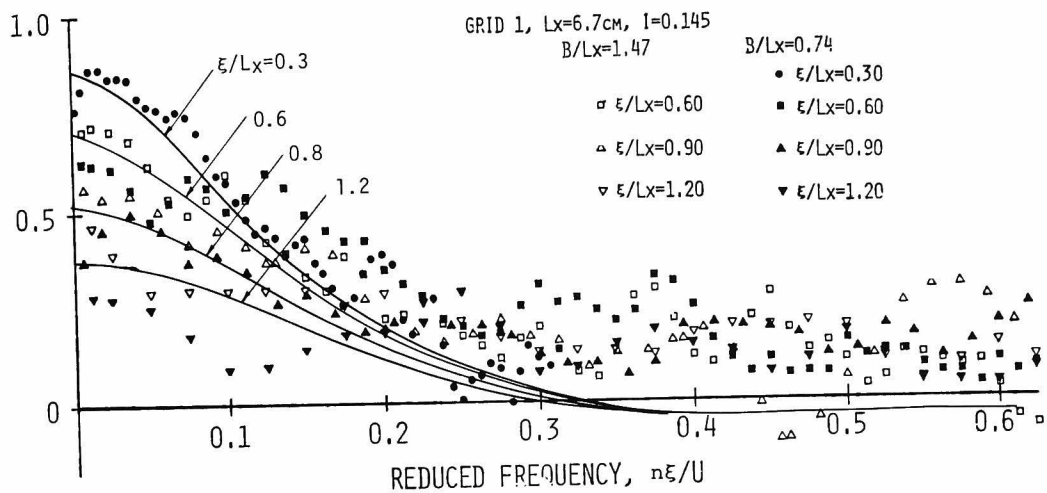


図 1.4.90 風上面の圧力変動の軸方向のコ・コヒーレンス, $D/B=1$, $\alpha=0^\circ$
 実線は一般流の流速変動のコ・コヒーレンス

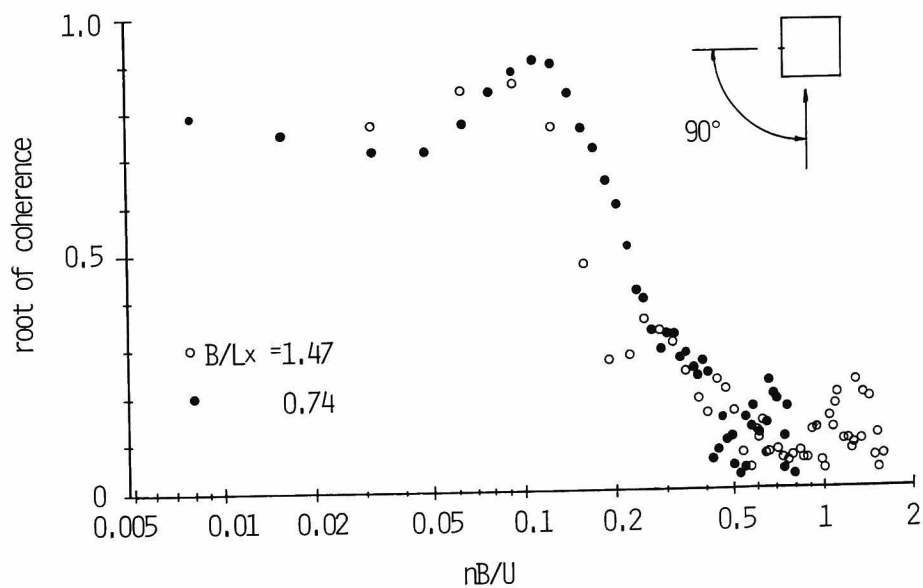
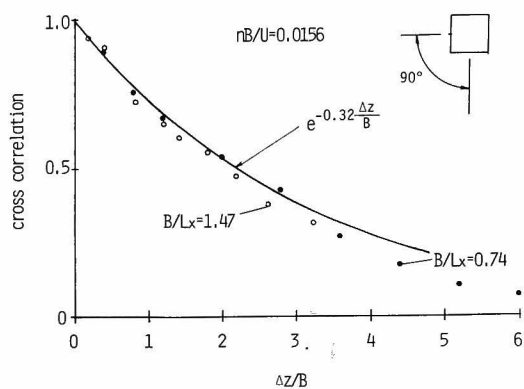
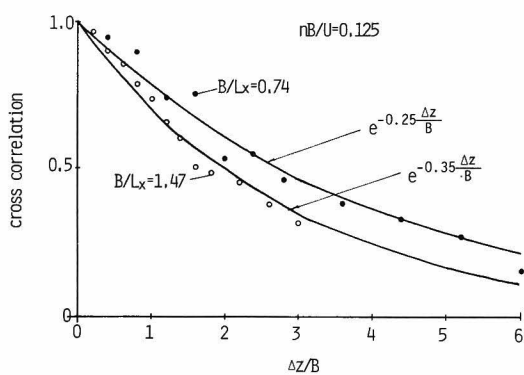


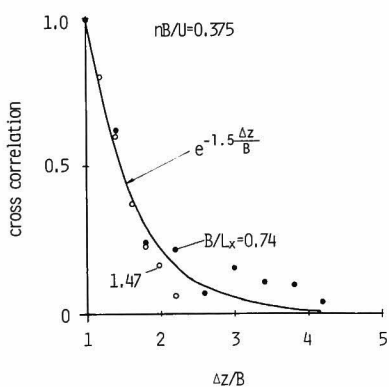
図 1.4.91 側面の圧力変動の軸方向のコヒーレンスの平方根, 格子1, $\alpha=90^\circ$



a) $nB/U = 0.0156$



b) $nB/U = 0.125$



c) $nB/U = 0.375$

図 1.4.92 側面の圧力変動の軸方向の周波数別相互相関，格子 1， $\alpha = 90^\circ$
 $\circ B/L_x = 1.47$ ， $\bullet B/L_x = 0.74$

の平方根の $\Delta z/B$ による変化を調べたものである。 $nB/U_\infty=0.125$ の場合には、 B/L_x が小さい方がコヒーレンスは大きい、 $nB/U_\infty=0.156$ 及び 0.375 の場合には、コヒーレンスは B/L_x によってほとんど変化しない。したがって、側面に関しては $0.05 < nB/U_\infty < 0.02$ の領域を除いては、コヒーレンスは nB/U_∞ 及び $\Delta z/B$ の2つの変数の関数によって表わすことができる。

1.4.5 圧力変動の確率密度分布

建物の最大応答や、建物に作用する最大域いは最小圧力を確率統計的手法によって評価する A. G. Davenport²⁸⁾ 等の方法では、建物に作用する圧力変動の確率密度分布が正規分布であるという仮定が用いられている。しかし、序でも述べたように Peterka²⁹⁾, Holmes⁹⁾, 松井⁸⁾, 石崎⁷⁾ 等の実測、実験結果から、必ずしも圧力変動が正規分布しないことが明らかとなっている。本項では、角柱の表面に作用する圧力変動の確率密度分布が、乱れ強さ、乱れのスケール、迎角、測点の位置、辺長比等によって、どのように変化するかを調べることにする。

図 1.4.93, 1.4.94 は、迎角 0° の場合の正四角柱の風上面中央点に作用する圧力変動の確率密度分布を示したものである。1.3 節で示したように、一般流の主流方向の流速変動の確率密度分布は正規分布にきわめて近いが、圧力変動の確率密度分布は、図 1.4.93, 1.4.94 に示されているように、正圧側に偏った非対称の分布形を有する。この場合、歪度 (skewness factor) $\overline{p^3}/(\overline{p^2})^{3/2}$ は、格子 1 の乱流 ($L_x=6.7\text{ cm}$, $I_u=0.145$) の場合 0.6, 格子 2 の乱流の場合 0.35, 尖度 (kurtosis factor) $\overline{p^4}/(\overline{p^2})^2$ は格子 1 の場合 3.6, 格子 2 の場合 3.4 で、圧力変動の確率密度分布は、一般流の乱れ強さが大きい程、正圧側への偏りが著しくなる。また、図 1.4.93, 1.4.94 及び図 1.4.95 に示されているように、圧力変動の確率密度分布はほとんど乱れのスケール B/L_x や辺長比 B/D の影響を受けず、一般流の乱れ強さのみの関数によって表わされることがわかる。

以上は、中央点に作用する圧力変動の確率密度分布の特徴であるが、中央点以外の測点の場合、図 1.4.96 に示したように、角柱の角に近づく程、確率密度分布の正圧側への偏りが小さくなり、確率密度分布は正規分布に近づく。

圧力変動の確率密度分布は、よどみ点付近では迎角の変化の影響をほとんど受けない。他の測点、特に風下側測点では分布形状に若干の変化が生じる。図 1.4.97 は、迎角 45° における風圧面の圧力変動の確率密度分布を示したものであるが、よどみ点に近い風上側 No.2 点に作用する圧力変動の確率密度分布は、迎角 0° の中央点の確率密度分布と同様正圧側へ偏っているが、風下側 No.9 点の確率密度分布は、No.2 点とは逆に負圧側に偏った分布形状を持っている。

次に側面に作用する圧力変動の確率密度分布の特徴について述べる。側面の場合、流れが風上端で剥離し、その剥離流が側面に再付着するため、圧力変動の性状は、前項迄に示したように、風上面の場合と大きく異っている。したがって、その確率密度分布も当然風上面とは相当異なるであろうと推察される。図 1.4.98 は、迎角 70° の場合の正四角柱の側面に作用する圧力変動の確率密度分布を示したものである。風上側 No.1 点と風下側 No.9 点の圧力変動の確率密度分布は、

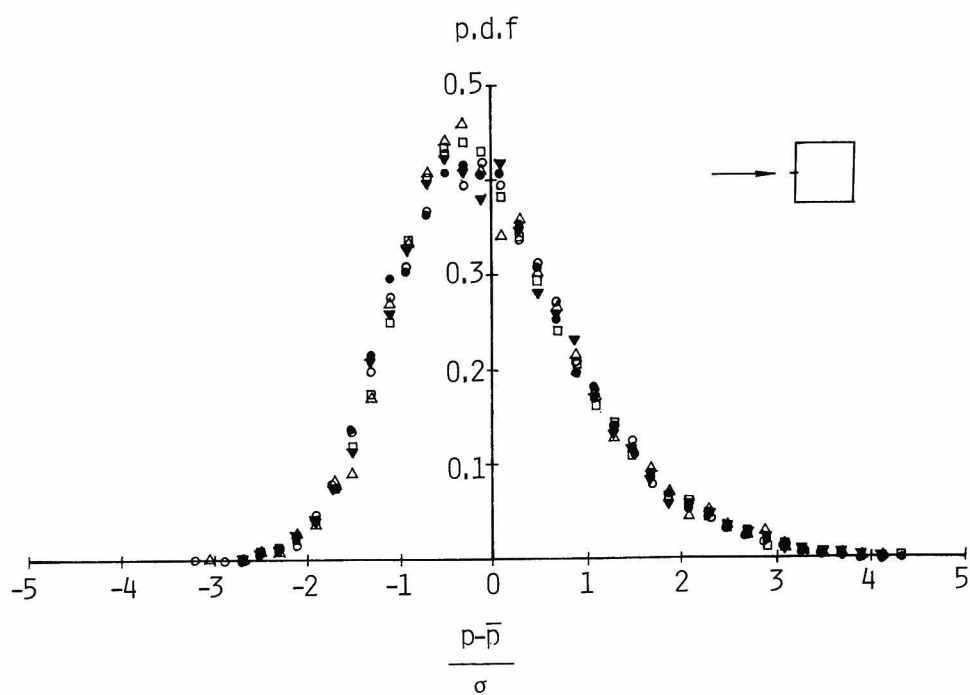


図 1.4.93 風上面中央点の圧力変動の確率密度分布, $\alpha = 0^\circ$, 格子 1
 $\blacktriangledown B/L_x = 0.22$, $\triangle 0.44$, $\bullet 0.74$, $\circ 1.147$, $\square 2.24$

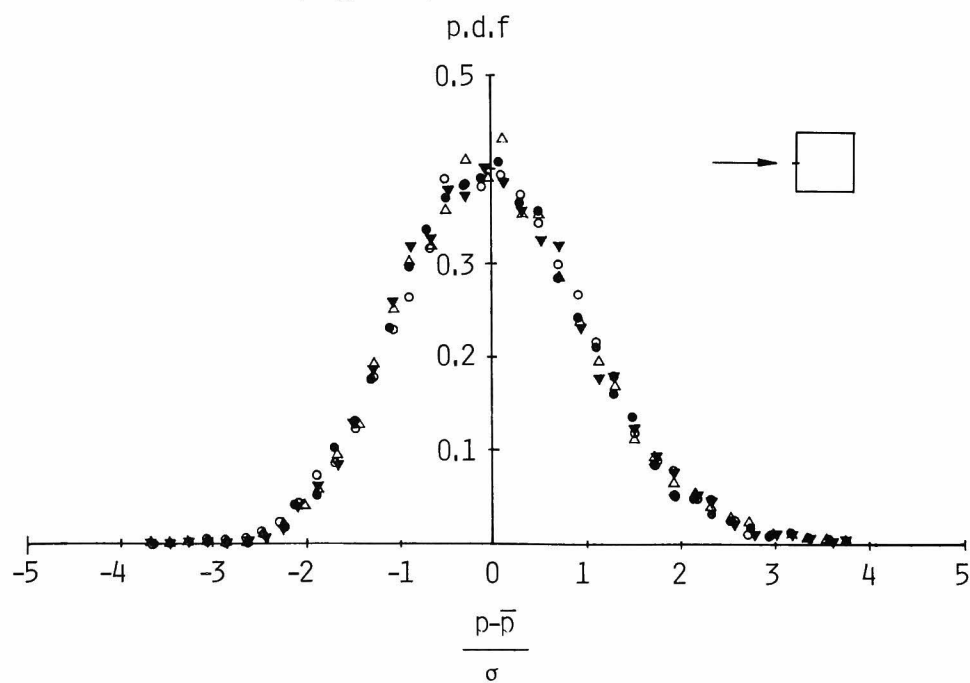


図 1.4.94 風上面中央点の圧力変動の確率密度分布, $\alpha = 0^\circ$, 格子 2
 $\blacktriangledown B/L_x = 0.29$, $\triangle 0.59$, $\bullet 0.98$, $\circ 1.96$, $\square 2.94$

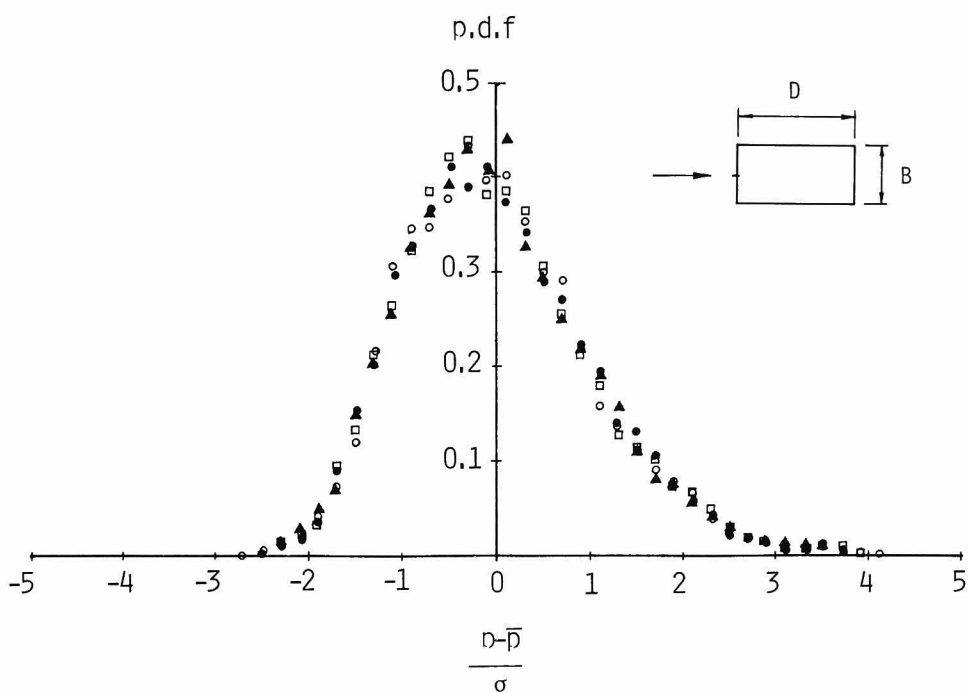


図 1.4.95 風上面中央点の圧力変動の確率密度分布, $\alpha = 0^\circ$, 格子 1
 \bullet $D/B = 2$, Δ 0.5, \circ 1, \square 3

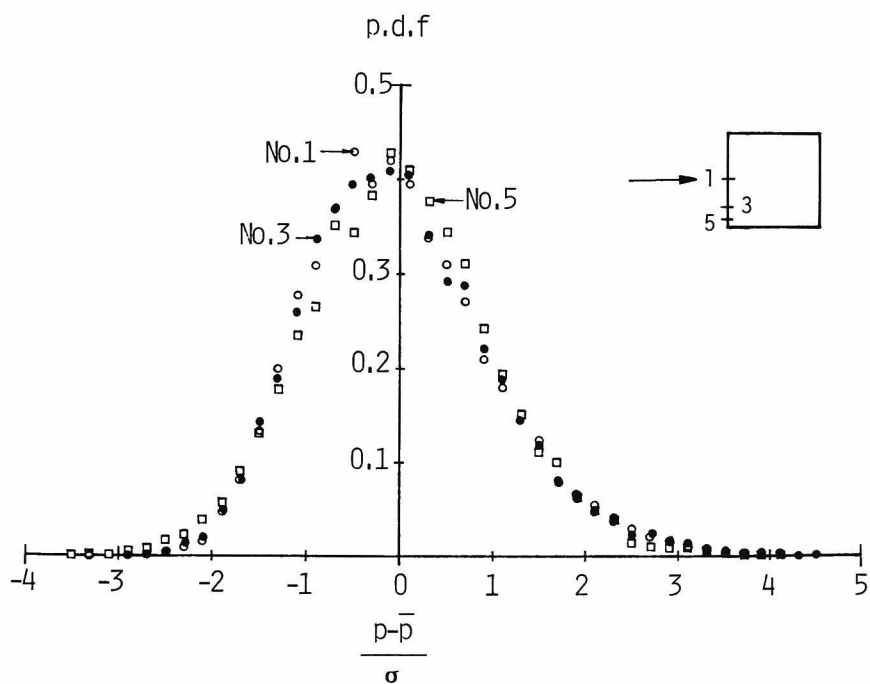


図 1.4.96 風上面の圧力変動の確率密度分布, 格子 1, $\alpha = 0^\circ$, $B/L_X = 1.47$
 $D/B = 1$, \circ No.1, \bullet No.3, \square No.5

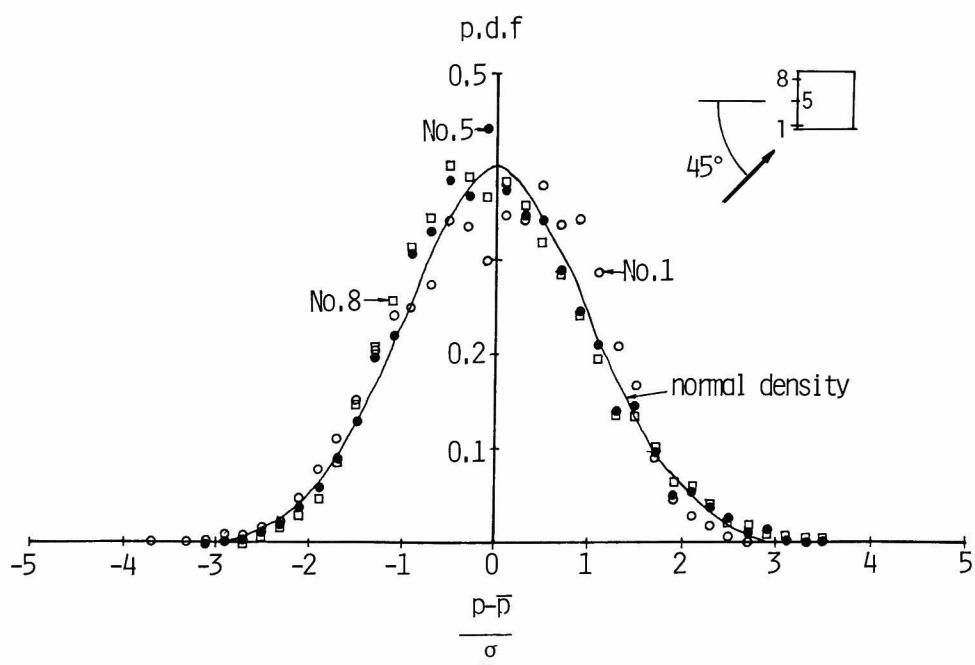


図 1.4.97 圧力変動の確率密度分布, 格子 1, $Bl_x = 1.47$, \circ No.1, \bullet No.5, \square No.8
実線は正規分布

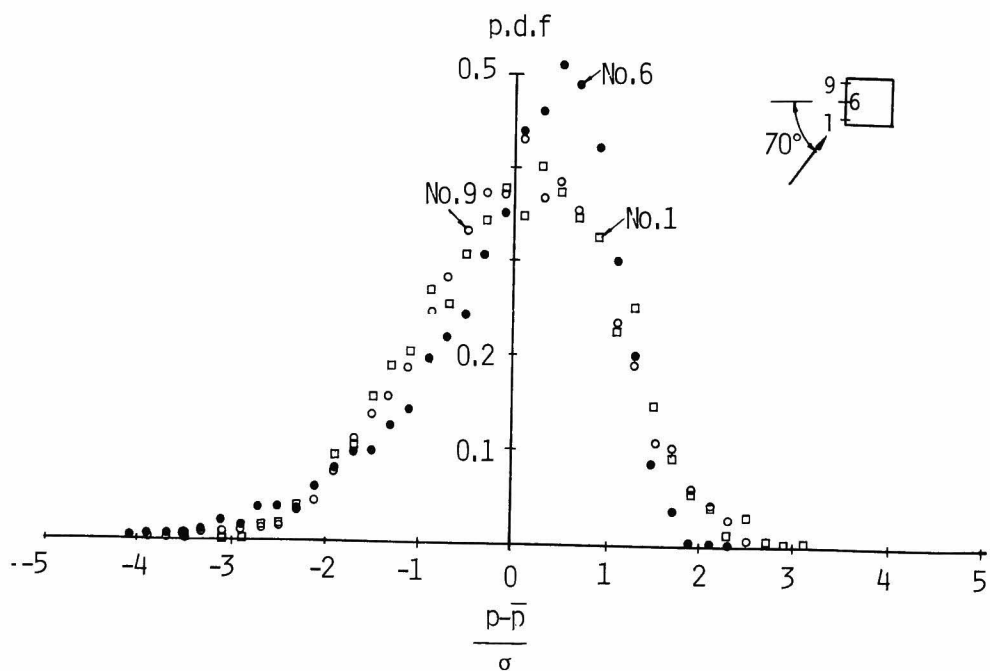
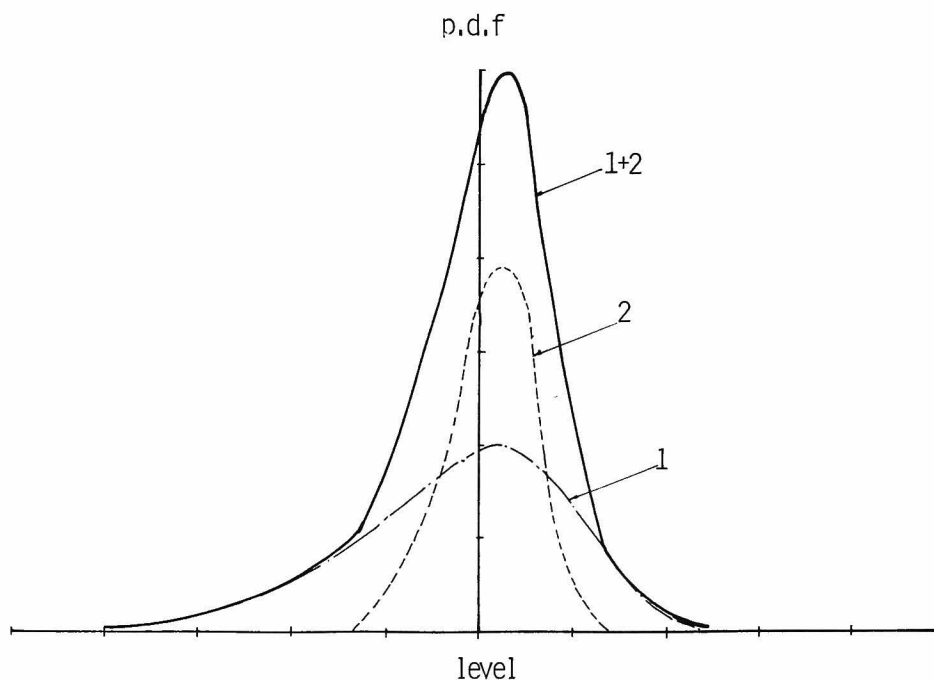
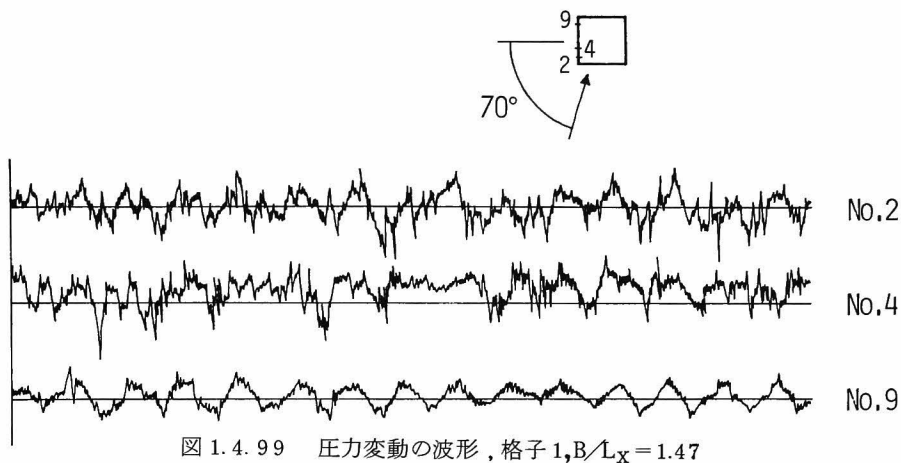


図 1.4.98 側面の圧力変動の確率密度分布, 格子 1, $Bl_x = 1.47$, \square No.1, \bullet No.6, \circ No.9



ちょうど図 1.4.93 に示した迎角 0° の場合の風上面中央点の圧力変動の確率密度分布の正負を反対にしたような負圧側へ偏った分布形状を有するのに対し，中間の $\alpha 6$ 点では平均値付近での確率がきわめて大きい，即ち尖度の大きい分布となっている。1.4.2～1.4.4項で述べたように， $\alpha 4$ 点付近はちょうど剥離流の再付着点付近に相当し，圧力変動は図 1.4.99 に示したように，変動巾の小さい緩やかな変動と，パルス状の変動巾の大きい速い変動を間歇的に重る合せたような波形をしている。このような場合，確率密度分布も図 1.4.100 に示すように，それぞれの確率密度分布

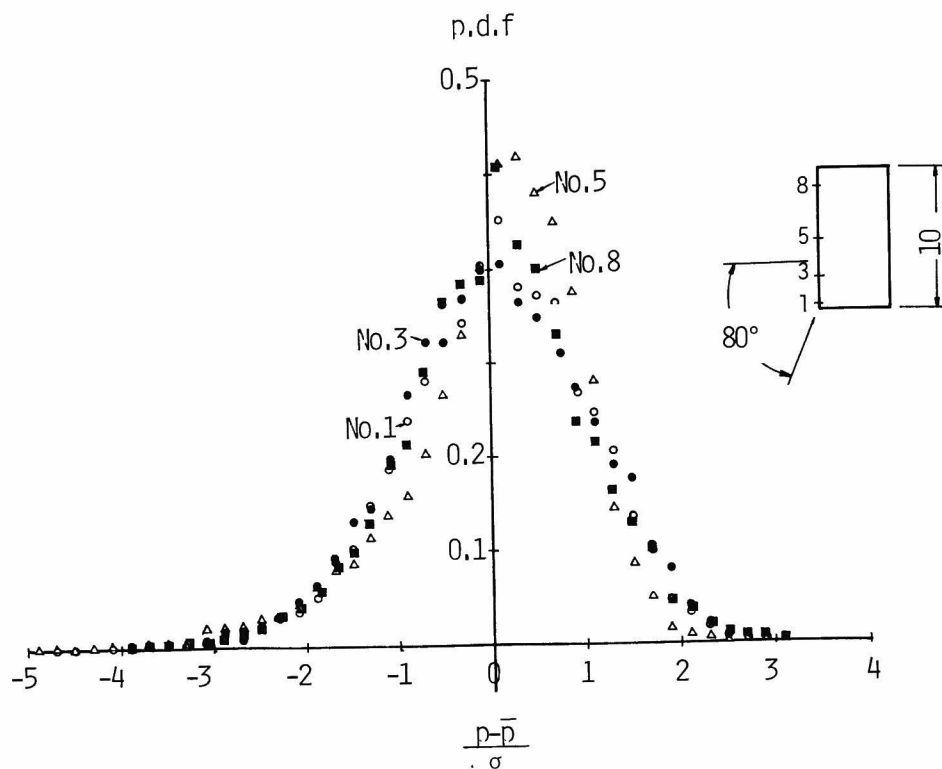


図 1. 4. 101 側面の圧力変動の確率密度分布 , 格子1 , $D/B = 2$, \circ No.1 , \bullet No.3 , \triangle No.5 , \blacksquare No.8

を重ね合わせた分布となるため、図 1. 4. 98 に示されたような尖度の大きい分布になると考えられる。

剥離流が側面に再付着をする場合には、再付着点近傍の圧力変動の確率密度分布は、若干その尖度に違いはあるけれども、基本的には上述した特徴を有している。図 1. 4. 101 は、辺長比 2、迎角 80° の場合の圧力変動の確率密度分布を示したものであるが、再付着点近傍の No. 5 では、図 1. 4. 98 の No. 4 の場合と同様の傾向が認められる。

迎角が 90° になると、正四角柱の場合、剥離流は側面に再付着しなくなり、圧力変動の確率密度分布は、図 1. 4. 102 に示したように、ほぼ測点の位置に関係なく、迎角 0° の中央点の場合の正負を逆にしたような分布となる。この場合歪度は $-0.45 \sim -0.70$ 程度ではほぼ迎角 0° の中央点と等しい。また、図 1. 4. 103 は、 B/L_x による確率密度分布の違いを調べたものであるが、迎角 0° の場合と同様、確率密度分布は B/L_x による影響をあまり大きくうけないことがわかる。

一方、迎角が 90° 以上になると、1. 4. 1 項で述べたように、風下端付近にパルス状の圧力変動が認められるようになる（図 1. 4. 104）。図 1. 4. 105 は、迎角 135° における正四角柱の風下面に作用する圧力変動の確率密度分布を示しているが、パルス状の圧力変動が認められる風下

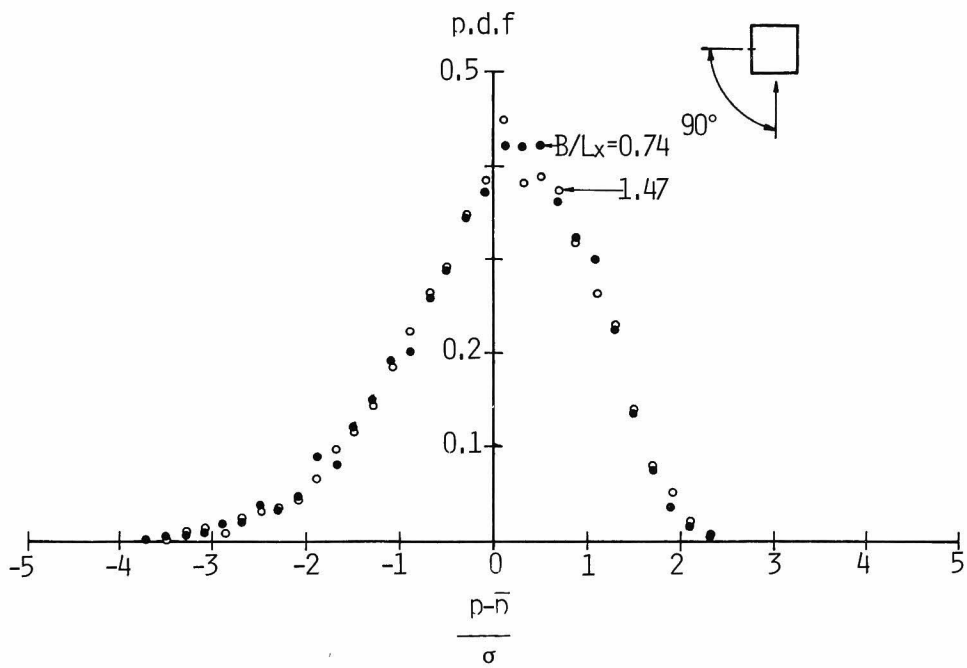


図 1. 4. 102 側面の圧力変動の確率密度分布，格子1， $\alpha = 90^\circ$ ， $B/L_x = 1.47$ ， \circ No.1， \bullet No.5， \square No.9

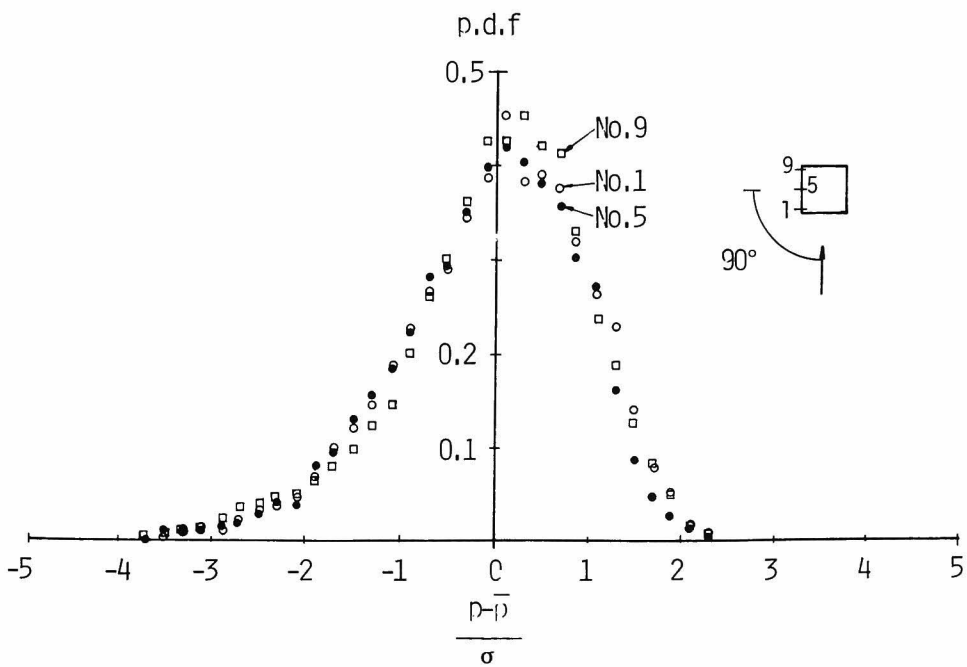


図 1. 4. 103 側面中央点の圧力変動の確率密度分布，格子1， $\alpha = 90^\circ$ ， $B/L_x = 1.47$ ， \bullet 0.74

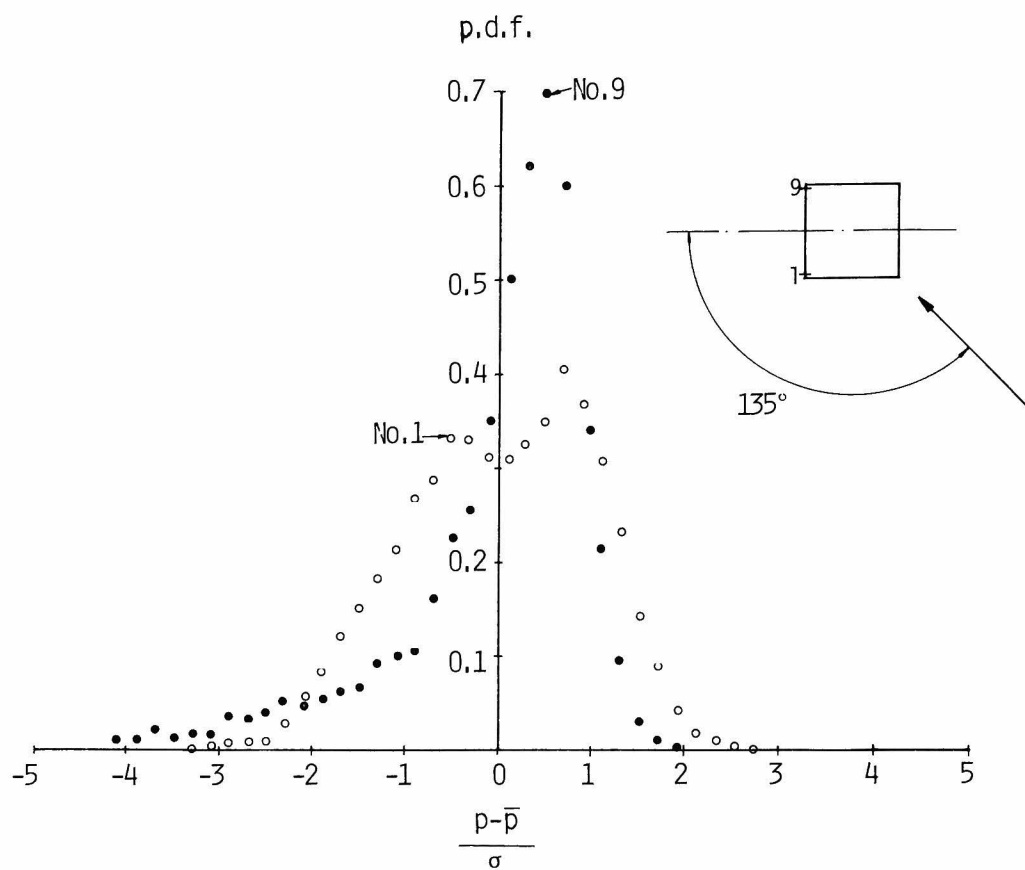


図 1. 4. 104 圧力変動の確率密度分布，格子 1， $\alpha = 135^\circ$

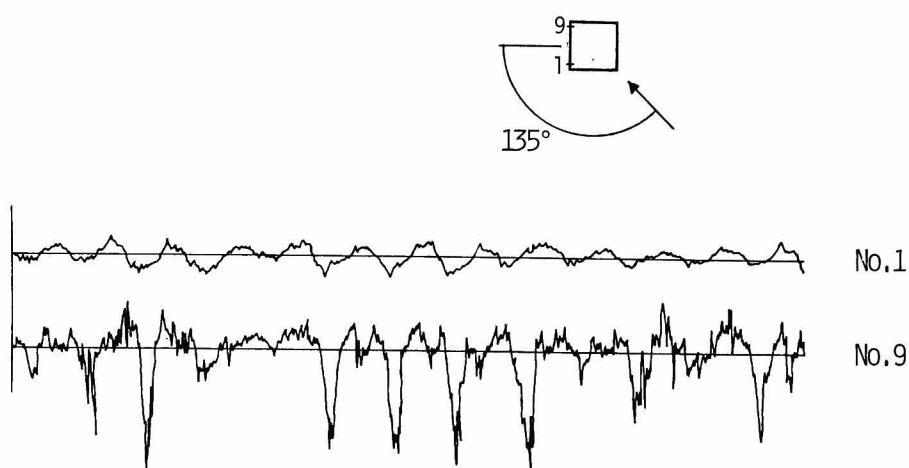


図 1. 4. 105 圧力変動の波形，格子 1， $\alpha = 135^\circ$ ， $B/L_x = 1.47$

端付近の圧力変動の確率分布は、図 1.4.101 に示した再付着点近傍の圧力変動の確率密度分布と同様、尖度の大きい分布形状を示している。

このようなパルス状の圧力変動は、迎角が 135° 以上になるにしたがって弱まり、迎角 180° ではほとんど認められなくなる。図 1.4.106 は、迎角 180° における背面中央点に作用する圧力変動の確率密度分布を示したものである。背面の場合の確率密度分布は、側面の場合（迎角 90° ）とよく似た分布形状を示しているが、若干尖度が大きい分布となる。また図 1.4.106 より明らかなように、迎角 180° の場合には、 B/L_x によって 確率密度分布に若干の差が認められ、 B/L_x の小さい方が負圧側への偏りが著しい。ちなみに、歪度及び尖度は、 $B/L_x=1.49$ の場合 -0.42 及び 3.88 、 $B/L_x=0.75$ の場合 -0.85 及び 4.40 であり、歪度、尖度ともに B/L_x が小さい方が大きい。

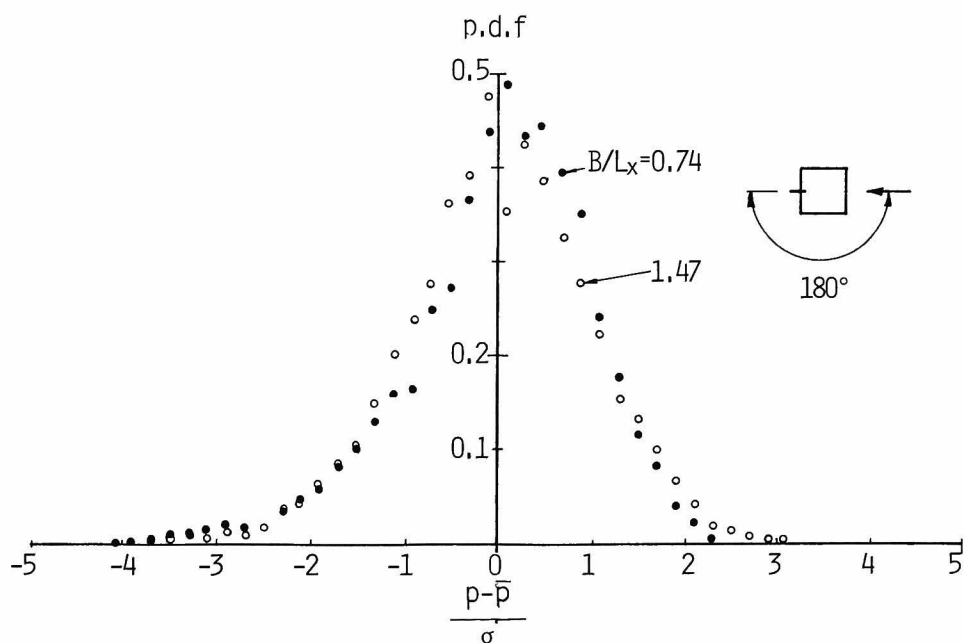


図 1.4.106 背面中央点の圧力変動の確率密度分布，格子1， $\alpha = 180^\circ$ ， $\circ B/L_x = 1.47$ ， $\bullet 0.74$

1.5 考 察

前筋で示したように、角柱表面に作用する圧力変動の性質は迎角によって大きく変化する。一般に、風上面に作用する圧力変動は、次章で詳述するように、風上から近づいてくる乱れによって引き起こされる。図 1.5.1 は、 0° 、 20° 、 45° の場合の正四角柱の風上面の中央点に作用する圧力変動と、その風上の主流方向の流速変動との相互相関係数を示したものであるが、風上の流速変動と圧力変動の相互相関係数はかなり大きく、風上面の圧力変動が風上から近づいてくる乱れに大きく影響されていることがわかる。しかし、前節で述べたように、圧力変動のパワースペクトル密度、相互相関係数等の諸特性は、必ずしも一般流の流速変動の諸特性と完全に一致するわけではない。この原因は、風上から近づいてくる乱れが、角柱の近傍で大きく変形することにあると考えられる。一方側面の圧力変動については、前節で示したように後流の周期的な交番渦の影響が大きく、圧力変動を風上から近づいてくる乱れのみで表現することは難かしい。

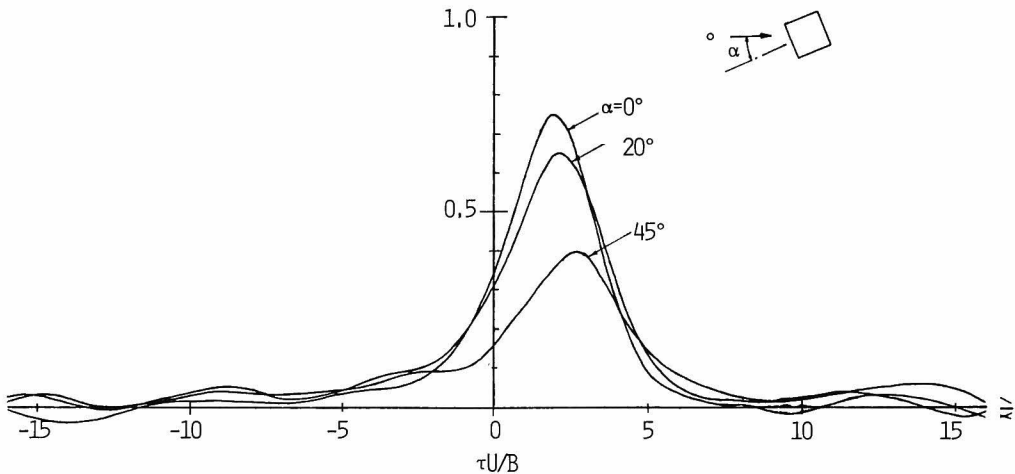


図 1.5.1 風上の流速変動と風上面中央点の圧力変動との相互相関係数，格子 1， $B/L_x = 0.74$

本筋ではまず、乱れの変形を考慮しない準静的理論について述べ、この理論によりどの程度まで圧力変動の諸特性が説明されうるか、またこの理論によって導びかれる結果と実験結果との相違点はどこにあるかを明らかにする。

次に、J. C. R. Hunt 等^{30), 31)}によって研究されている乱れの変形を考慮した rapid distortion 理論について簡単に説明し、乱れの変形が圧力変動の諸特性にどのような影響を及ぼすかについて考察する。また rapid distortion 理論による解析結果と本実験結果を比較し、理論の妥当性を検証するとともに、その限界について明らかにする。

次に 2 次元翼理論に基づく W. R. Sears 等³²⁾の方法が、どの程度まで剝離を伴うような形状の物体に対して適用できるかを、理論により導びかれる圧力変動の特性と 1.4 節で述べた角柱の側

面に作用する圧力変動の諸特性を比較することによって検討する。

以上に述べた理論と実験値との相違を補正するため、流速変動と圧力変動とを関係付けるアドミッタンス（流速－圧力アドミッタンス， pressure/velocity admittance）を定義し、1.4節で示した実験結果に基づいて、このアドミッタンスの一般的な特性について考察し、流速－圧力アドミッタンスを表わす代数式を提案する。また側面や背面に作用する圧力変動のように後流の周期的な交番渦の影響をうけ易い場合の圧力変動の一般的な表示法についても検討する。

最後に、1.4.5項で示した圧力変動の確率密度分布の偏りの原因を、一般流の流速変動の非線型項を考慮に入れた準静的理論を用いて考察する。また、非線型項を考慮した準静的理論を用いて、圧力の最大値或いは最小値の確率密度分布や期待値を計算し、A.G.Davenport等³⁸⁾によって示されている正規確率密度分布に基づいた最大値の期待値と比較し、最大、最小圧力の評価に及ぼす流速変動の非線型項の重要性について明らかにする。

1.5.1 準静的理論

角柱の近傍での流速が、一般流の流速変動に準静的に追随して変動するとすれば、角柱の近傍での流体場をポテンシャル流として扱うことができる。このような流体場では、各瞬間における角柱の近傍での流速は、その瞬間での一般流の流速に対応して定まり、流体の運動方程式は(1.5.1)式の圧力方程式、即ち拡張されたベルヌイの方程式によって記述される。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} q^2 + \int \frac{dP}{\rho} + \Pi = F(t) \quad (1.5.1)$$

ここに Φ は速度ポテンシャル、 q は流速、 P は圧力、 Π は外力のポテンシャル、 F は位置に関係なく定まる定数である。

非圧縮性流体の場合、密度は一定であるから

$$\int \frac{dP}{\rho} = \frac{P}{\rho} \quad (1.5.2)$$

となる。また外力のポテンシャルは、流速変動が平均流速に比べて小さい場合

$$\Pi = x \frac{dq}{dx} = x \frac{dU_{\infty}}{dt} \quad (1.5.3)$$

によって表わすことができる。ここに x はよどみ点から風上への距離、 U_{∞} は $x \rightarrow \infty$ のときの流速、即ち一般流の流速を表わしている。

(1.5.2)、(1.5.3)式を(1.5.1)式に代入すると、圧力方程式は、

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} q^2 + \frac{P}{\rho} + x \frac{dU_{\infty}}{dt} = F(t) \quad (1.5.4)$$

となる。

よどみ点の場合、Roshkoの自由流線理論によると、 $\Phi = 0$ 、 $q = 0$ 、 $x = 0$ であるので

$$\frac{Ps}{\rho} = F(t) \quad (1.5.5)$$

となる。ここに P_s はよどみ点に作用する圧力を表わす。

また、角柱より十分風上、即ち $x \rightarrow \infty$ では

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -x \frac{d U_{\infty}}{d t} \quad (1.5.6)$$

となるので、(1.5.4)式は

$$\frac{1}{2} U_{\infty}^2 + \frac{P_{\infty}}{\rho} = F(t) \quad (1.5.7)$$

となる。ここに P_{∞} は $x \rightarrow \infty$ での圧力を表わす。

(1.5.5)、(1.5.7)式の右辺 $F(t)$ は、位置に関係ない定数であるから、(1.5.5)、(1.5.7)式の左辺を等しいと置けば、

$$P_s - P_{\infty} = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 \quad (1.5.8)$$

となる。

ここで、(1.5.8)式の各項を、(1.5.9)、(1.5.10)式のように平均と変動成分の和で表現すると、(1.5.8)式は(1.5.11)式で表わされる。

$$P_s = \bar{P}_s + p_s \quad (1.5.9)$$

$$U_{\infty} = \bar{U}_{\infty} + u_{\infty} \quad (1.5.10)$$

$$(\bar{P}_s + p_s) - (\bar{P}_{\infty} + p_{\infty}) = \frac{1}{2} \rho \bar{U}_{\infty}^2 + \rho \bar{U}_{\infty} u_{\infty} + \frac{1}{2} \rho u_{\infty}^2 \quad (1.5.11)$$

ここに $\bar{P}_s, \bar{P}_{\infty}$ は平均圧力、 p_s, p_{∞} は変動圧力、 \bar{U}_{∞} は平均流速、 u_{∞} は主流方向の流速変動を表わす。

ここで流速変動が平均流速より十分小さい、即ち $u_{\infty} / \bar{U}_{\infty} \ll 1$ とすると、(1.5.11)式の左辺第3項は第2項に比べて無視することができる。また、Batchelor³⁴⁾によると、等方性乱流の場合圧力変動 p_{∞} の大きさは、

$$O(p_{\infty}) = O(\rho u_{\infty}^2) \quad (1.5.12)$$

となるので、 p_{∞} の項も無視することができる。したがってよどみ点に作用する圧力変動は、

$$p_s = \rho \bar{U}_{\infty} \cdot u_{\infty} \quad (1.5.13)$$

となる。(1.5.13)式は、よどみ点に作用する圧力が流速変動にしたがって準静的に変動することを示している。

一方よどみ点以外の点では一般に速度ポテンシャル Φ は零とならないので、圧力変動には $\partial \Phi / \partial t$ の影響、即ち仮想質量の影響が生じる。またこの場合には、流速 q 及び速度ポテンシャル Φ に対する、主流直角方向の流速変動の影響も無視できない。このような場合の圧力変動の一般形は、流速変動の非線型項、即ち u_{∞}^2 及び v_{∞}^2 を含む項を無視すると、

$$p = \rho (C_{p.m.} \bar{U}_{\infty} \cdot u_{\infty} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \cdot \bar{U}_{\infty} \cdot v_{\infty} + \frac{\partial \Phi}{\partial t}) \quad (1.5.14)$$

となる。ここに $C_{p.m.}$ は平均圧力係数、 v_{∞} は $x \rightarrow \infty$ における主流直角方向の流速変動、 α は迎角を表わしている。

自由流線理論によれば，一般に速度ポテンシャル Φ は(1.5.15)式によって表わすことができる。

$$\Phi = U_{\infty} \cdot B \cdot f(K, \alpha + \frac{v_{\infty}}{U_{\infty}}) \quad (1.5.15)$$

ここに $K = \sqrt{1 - C_{pb}}$ で， C_{pb} は基準背面圧係数を表わしている。したがって(1.5.14)式は，

$$p = \rho \left\{ C_{p,m} \cdot \bar{U}_{\infty} \cdot u_{\infty} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial C_{p,m}}{\partial \alpha} \cdot \bar{U}_{\infty} \cdot v_{\infty} + \frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} \cdot B \cdot f(K, \alpha) + \frac{\partial v_{\infty}}{\partial t} \cdot B \cdot \frac{\partial f}{\partial \alpha} \right\} \quad (1.5.16)$$

となる。

迎角 0° の風上面の場合，速度ポテンシャル Φ が最大となるのは角柱の角であり

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} \cdot \frac{K^2 \cdot B}{K^2 + 1} \left(\frac{\pi}{2} + \frac{2K}{K^2 + 1} + \frac{K^2 + 1}{K^2 - 1} \tan^{-1} \frac{K^2 - 1}{2K} \right)^{-1} \quad (1.5.17)$$

となる。 $K = 1$ の場合

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} \cdot \frac{B}{4 + \pi} \quad (1.5.18)$$

である。

(1.5.16)式により，圧力変動の分散は

$$\begin{aligned} \overline{p^2} = & \rho^2 \left\{ C_{p,m}^2 \cdot \bar{U}_{\infty}^2 \cdot \overline{u_{\infty}^2} + \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{\partial C_{p,m}}{\partial \alpha} \right)^2 \cdot \bar{U}_{\infty}^2 \cdot \overline{v_{\infty}^2} + \overline{\left(\frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} \right)^2} \cdot B^2 \cdot f(k, \alpha)^2 + \right. \\ & \overline{\left(\frac{\partial v_{\infty}}{\partial t} \right)^2} \cdot B^2 \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha} \right)^2 + C_{p,m} \cdot \frac{\partial C_{p,m}}{\partial \alpha} \cdot \bar{U}_{\infty}^2 \cdot \overline{u_{\infty} v_{\infty}} + \frac{\partial C_{p,m}}{\partial \alpha} \cdot \bar{U}_{\infty} \cdot B \cdot \\ & f(k, \alpha) \cdot v_{\infty} \cdot \frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} + 2 B^2 \cdot f(k, \alpha) \cdot \frac{\partial f}{\partial \alpha} \cdot \frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} \cdot \frac{\partial v_{\infty}}{\partial t} + 2 C_{p,m} \cdot \bar{U}_{\infty} \cdot \\ & B \cdot f(k, \alpha) \cdot u_{\infty} \cdot \frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} + 2 C_{p,m} \cdot \bar{U}_{\infty} \cdot B \cdot \frac{\partial f}{\partial \alpha} \cdot u_{\infty} \frac{\partial v_{\infty}}{\partial t} + \frac{\partial C_{p,m}}{\partial \alpha} \cdot \bar{U}_{\infty} \cdot B \cdot \\ & \left. \frac{\partial f}{\partial \alpha} \cdot v_{\infty} \cdot \frac{\partial v_{\infty}}{\partial t} \right\} \quad (1.5.19) \end{aligned}$$

となる。等方性乱の場合，

$$\overline{u_{\infty}^2} = \overline{v_{\infty}^2} \quad (1.5.20)$$

$$\overline{u_{\infty} v_{\infty}} = 0, \quad v_{\infty} \frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} = 0, \quad u_{\infty} \frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} = 0, \quad v_{\infty} \frac{\partial v_{\infty}}{\partial t} = 0, \quad u_{\infty} \frac{\partial v_{\infty}}{\partial t} = 0,$$

$$\frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} \cdot \frac{\partial v_{\infty}}{\partial t} = 0 \quad (1.5.21)$$

であるから

$$\overline{p^2} = \rho^2 \cdot \bar{U}_{\infty}^2 \cdot \overline{u_{\infty}^2} \left\{ C_{p,m}^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial C_{p,m}}{\partial \alpha} \right)^2 + \frac{\overline{\left(\frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} \right)^2}}{\bar{U}_{\infty}^2} B^2 f(k, \alpha)^2 + \frac{\overline{\left(\frac{\partial v_{\infty}}{\partial t} \right)^2}}{\bar{U}_{\infty}^2} B^2 \cdot \frac{\partial f}{\partial \alpha} \right\} \quad (1.5.22)$$

となる。ゆえに，変動圧力係数は

$$C_{p.rms} = 2 \frac{\sqrt{u_{\infty}^2}}{\bar{U}} \sqrt{C_{p.m.}^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2 + \frac{1}{4} \frac{\left(\frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} \right)^2}{\bar{U}_{\infty}^2} \cdot B^2 \cdot f(k \cdot \alpha)^2 + \frac{1}{4} \frac{\left(\frac{\partial v_{\infty}}{\partial t} \right)^2}{\bar{U}_{\infty}^2} \cdot B^2 \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha} \right)^2} \quad (1.5.23)$$

となる。

(1.5.23)式の右辺の平方根中の第3項が省略できる場合には

$$C_{p.rms} = 2 \frac{\sqrt{u_{\infty}^2}}{\bar{U}_{\infty}} \sqrt{C_{p.m.}^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2} \quad (1.5.24)$$

となる。

また，一般流の流速変動と圧力変動の相互相関係数は，一様等方性乱流の場合

$$R_{pu} = \frac{C_{p.m.}}{\sqrt{C_{p.m.}^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2 + \frac{1}{4} \frac{\left(\frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} \right)^2}{\bar{U}_{\infty}^2} \cdot B^2 \cdot f(k \cdot \alpha)^2 + \frac{1}{4} \frac{\left(\frac{\partial v_{\infty}}{\partial t} \right)^2}{\bar{U}_{\infty}^2} \cdot B^2 \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha} \right)^2}} \quad (1.5.25)$$

$$R_{pv} = \frac{\frac{1}{2} \frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha}}{\sqrt{C_{p.m.}^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2 + \frac{1}{4} \frac{\left(\frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} \right)^2}{\bar{U}_{\infty}^2} \cdot B^2 \cdot f(k \cdot \alpha)^2 + \frac{1}{4} \frac{\left(\frac{\partial v_{\infty}}{\partial t} \right)^2}{\bar{U}_{\infty}^2} \cdot B^2 \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha} \right)^2}} \quad (1.5.26)$$

となる。ここに R_{pu} ， R_{pv} はそれぞれ圧力変動と主流方向及び主流直角方向の流速変動との相互相関を表わしている。

(1.5.25)，(1.5.26)式の右辺の平方根中の第3項を省略すると，

$$R_{pu} = \frac{C_{p.m.}}{\sqrt{C_{p.m.}^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2}} \quad (1.5.27)$$

$$R_{pv} = \frac{\frac{1}{2} \frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha}}{\sqrt{C_{p.m.}^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2}} \quad (1.5.28)$$

であり

$$R_{puv} = \sqrt{R_{pu}^2 + R_{pv}^2} = 1 \quad (1.5.29)$$

となる。なお， R_{puv} はいわゆる重相関係数に相当し，圧力変動がどの程度まで，一般流の流速変動の線形結合によって表わすことができるかを測る指標となるものであり，(1.5.29)式は流速変動の加速度の項を無視した場合，準静的理論による圧力変動が完全に主流及び主流直角方向の流速変動の線形結合として表わされることを示している。もっとも，圧力変動を表わす(1.5.16)式より，この事実は明らかである。

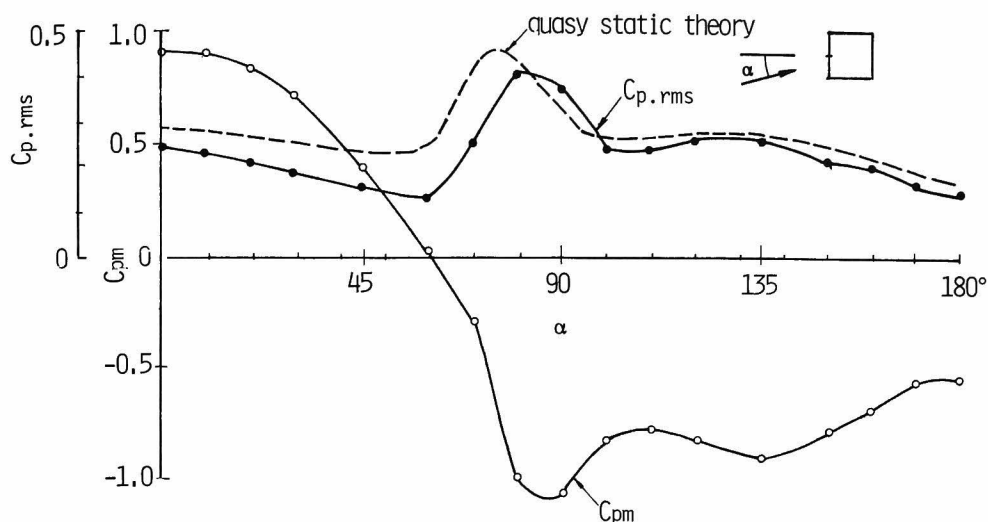


図 1.5.2 変動圧力係数の準静的理論値と実験値の比較, 格子 1, $B/L_x \approx 0.74$, \circ $C_{p,rms}$, \bullet $C_{p,m}$, 点線は (1.5.24) 式

図 1.5.2 は正四角柱の中央点について, 平均圧力係数の実験値を用いて, (1.5.24) 式から計算した理論値と, 変動圧力係数の実験値を比較したものである。なお, 平均圧力係数勾配は, (1.5.30) 式に示したように, 隣り合う平均圧力係数勾配の平均値によって評価した。

$$\left. \frac{\partial C_{p,m}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha=\alpha_2} = \frac{1}{2} \left(\frac{C_{p,m}(\alpha_1) - C_{p,m}(\alpha_2)}{\alpha_1 - \alpha_2} + \frac{C_{p,m}(\alpha_2) - C_{p,m}(\alpha_3)}{\alpha_2 - \alpha_3} \right) \quad (1.5.30)$$

迎角 90° の場合を除いては, 理論値の方が実験値よりもかなり大きい, 迎角に伴う変動圧力係数の変化の傾向はかなりよく一致している。

また図 1.5.3 は, 正四角柱の中央点の圧力変動とその風上の主流方向及び主流直角方向の流速変動の相互相関係数を示したものである。圧力変動と流速変動の相互相関係数は, 図 1.5.1 に示したようにある時間遅れのとき最大となる。図 1.5.3 は, その相互相関係数の最大値をプロットしたものである。図中の一点鎖線が重相関係数, 三角印が圧力変動と後流の流速変動との相互相関係数, 実線が (1.5.27), (1.5.28) 式より平均圧力係数の実験値を用いて計算した R_{pu} と R_{pv} の理論値を示している。迎角に伴う相互相関係数の変化の様子は, 理論値と実験値でよく対応しているが, 相互相関係数の値は実験値の方が理論値よりも小さい。実験値の重相関係数は, 迎角 0° の場合に最も大きく 0.76 程度である。この値は迎角 0° の場合には圧力変動の要因の主たる部分が風上から近づいてくる乱れにあると考えた場合かなり小さい数値のように思われるが, これは本実験の乱流が frozen type でないことに伴って生じる見かけの数値であると思われる。もし乱流が frozen type であれば, 重相関係数はかなり 1 に近い数値になると考えられる。なぜなら, 角柱がない場合の圧力変動と流速変動の測定位置の間の流速変動相互の時空間相互相関係数の最大値も 0.76 程度であり, 圧力変動と流速変動の重相関係数に等しくなるからである。

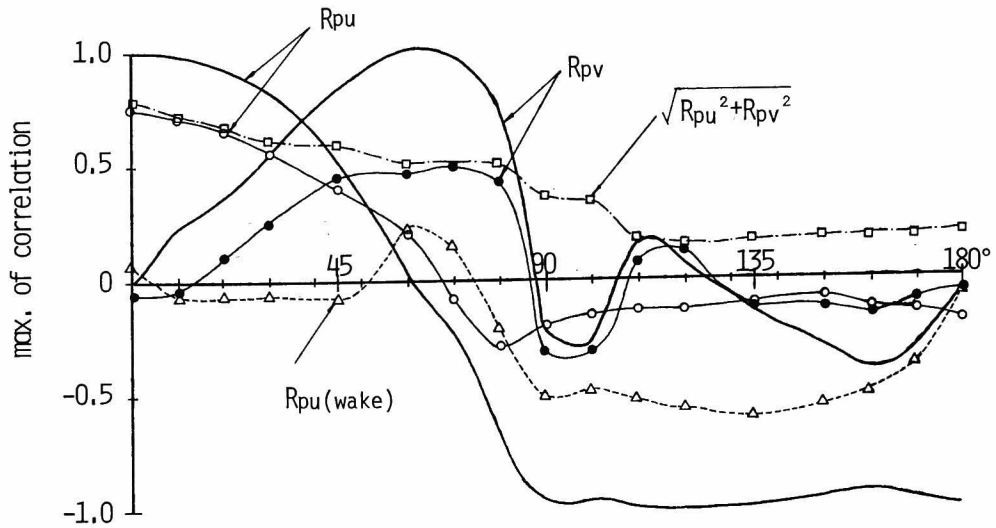


図 1.5.3 風上及び後流の流速変動と中央点の圧力変動との相関係数（最大値），格子1， $B/L_x=0.74$ ，○Rpu，●Rpv，□重相関係数，△後流の流速変動との相関係数
実線は（1.5.27）及び（1.5.28）式

したがって，迎角 0° の場合の重相関係数を1として他の迎角における重相関を補正すると，迎角 80° までは重相関係数は0.68以上であり，正四角柱の中央点の圧力変動に関しては一応迎角 80° までは風から近づいてくる乱れが圧力変動の主要因の1つであると推測できる。しかし，迎角 90° では重相関係数は0.48また迎角 135° 以上では重相関係数は0.22とかなり小さく，圧力変動に対する風上の乱れの影響が減少し，他の要因，例えば後流の交番渦による圧力変動が支配的となることがわかる。この事実は，迎角 90° 以上において，後流の流速変動と圧力変動の相互相関係数がかなり大きいことによっても裏付けされている。

（1.5.16）式より，角柱表面に作用する圧力変動のワースペクトル密度は，一般流の流速変動のワースペクトル密度を用いて（1.5.31）式によって表わすことができる。

$$S_p(n) = C_{p,m}^2 \rho^2 \bar{U}_\infty^2 \cdot S_u(n) + C_{p,m} \left(\frac{\partial C_{p,m}}{\partial \alpha} \right) \cdot \rho^2 \bar{U}_\infty^2 \cdot S_{uv}(n) + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial C_{p,m}}{\partial \alpha} \right)^2 \cdot S_v(n) + \rho^2 \{ 2\pi n \cdot B \cdot f(k, \alpha) \}^2 S_u(n) + \rho^2 \{ 2\pi \cdot n \cdot B \cdot \frac{\partial f}{\partial \alpha} \}^2 \cdot S_v(n) \quad (1.5.31)$$

ここに $S_p(n)$ は圧力変動のワースペクトル密度， $S_u(n)$ は一般流の主流方向の流速変動のワースペクトル密度， $S_v(n)$ は主流直角水平方向の流速変動のワースペクトル密度， $S_{uv}(n)$ は主流方向と主流直角方向の流速変動のクロススペクトル密度である。

一様等方性乱流の場合

$$S_{uv}(n) = 0 \quad (1.5.32)$$

であり, $S_u(n)$ と $S_v(n)$ は (1.5.33) 式によって関係付けられる。

$$S_v(n) = \frac{1}{2} \left\{ S_u(n) - n \cdot \frac{\partial S_u(n)}{\partial n} \right\} \quad (1.5.33)$$

したがって (1.5.31) 式は

$$S_p(n) = \rho^2 \cdot \bar{U}_\infty^2 \cdot S_u(n) \left[C_{p.m.}^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2 + \left\{ \frac{2\pi n B}{\bar{U}_\infty} \cdot f(k \cdot \alpha) \right\}^2 + \frac{1}{2} \left\{ \frac{2\pi n B}{\bar{U}_\infty} \cdot \frac{\partial f}{\partial \alpha} \right\}^2 \right] \\ - \frac{1}{2} \rho^2 \cdot \bar{U}_\infty^2 \cdot n \cdot \frac{\partial S_u(n)}{\partial n} \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2 + \left\{ \frac{2\pi n B}{\bar{U}_\infty} \cdot \frac{\partial f}{\partial \alpha} \right\}^2 \right] \quad (1.5.34)$$

となる。

よどみ点の場合は $C_{p.m.} = 1$, $\partial C_{p.m.} / \partial \alpha = 0$, $f(k \cdot \alpha) = 0$ より

$$S_p(n) = \rho^2 \cdot \bar{U}_\infty^2 \cdot S_u(n) \quad (1.5.35)$$

となる。また $n \rightarrow 0$ の場合には迎角及び測定点の位置に関係なく

$$S_p(n) \rightarrow \left\{ C_{p.m.}^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2 \right\} \cdot \rho^2 \cdot \bar{U}_\infty^2 \cdot S_u(n) : n \rightarrow 0 \quad (1.5.36)$$

が成立する。

ここで, 流速変動のワースペクトル密度に, 1.3 節で示した Von kármán の関係式 (1.3.5) を用いることにすると, (1.5.4) 式は

$$S_p(n) = \rho^2 \cdot \bar{U}_\infty^2 \cdot S_u(n) \left[C_{p.m.}^2 + \left\{ \frac{1}{8} \left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2 + \left(\frac{2\pi n B}{\bar{U}_\infty} \cdot \frac{\partial f}{\partial \alpha} \right)^2 \right\} \cdot \right. \\ \left. \left\{ 1 + \frac{5}{3} \frac{1}{1 + 0.56 \left(\frac{\bar{U}_\infty}{2\pi n L_x} \right)^2} \right\} + \left\{ \frac{2\pi n B}{\bar{U}_\infty} \cdot f(k \cdot \alpha) \right\}^2 \right] \quad (1.5.37)$$

となる。

(1.5.37) 式によれば, よどみ点に作用する圧力変動のワースペクトル密度は, 角柱の巾や乱れの特性に关系なく, 一般流の流速変動のワースペクトル密度に比例した量として表わされる。しかし前節の図 1.4.18 に示したように, 圧力変動のワースペクトル密度は低周波数領域では (1.5.35) 式 (図 1.4.18 中の実線) に一致するが, 周波数が大きくなるにつれて, B/L_x とが大きい程, 実験結果は (1.5.35) 式で表わされるワースペクトルより小さくなり, よどみ点に作用する圧力変動特性といえども, 準静的理論では十分に表現することができないことがわかる。しかし, 迎角に伴うワースペクトル密度の変化及び圧力変動の測点位置によるワースペクトル密度の変化の傾向は, 後の流速-圧力アドミッタンスの項で述べるように (1.5.37) 式から導びかれる傾向と一致するものも多く, 準静的理論によって圧力変動の概略を把えることは可能である。

1.5.2 乱れの急激な変形に関する理論

前項で示した準静的理論と実験結果の違いは、角柱の風上から近づいてくる乱れが、角柱の近傍で変形することが、主な原因であると推察される。物体の風上における乱れの変形は、主として次の2つの要因によって生じる。

- (1) 物体の周りで生じる平均的な流れの場の変化、即ち、平均流速と平均流向の変化に伴って生じる乱れの変形。これを乱れの vorticity distortion, また単に distortion と呼ぶ。
- (2) 物体の表面で法線方向の流速変動が零になるという境界条件を満足させるために生じる乱れの変化。これを乱れの blocking, または irrotational distortion と呼ぶ。また物体があることによってその周囲に付加的な乱れが形成されるという意味から source effect とも呼ばれている。

(1)の要因の最も簡単な例は、拡散胴あるいは縮流胴の中央線に沿って生じる乱れの変形であり、G. I. Batchelor と P. A. Proudman が rapid distortion 理論 (乱れの急激な変形に関する理論) を用いて解析したものである。³⁵⁾ このタイプの乱れの distortion の研究は A. A. Townsend をはじめとする多数の研究者によって進められている。³⁶⁾ また(2)の要因による乱れの変化の最も簡単な例は、流れに平行におかれたきわめて薄い平板上の乱れの変化である。この場合、粘性の影響を無視すると、平均的な流れの場にはいかなる変化も生じないが、即ち乱れの distortion は生じないが、(2)の要因によって平板上の乱れは一般流の乱れとは異なったものになり、これが平板上に圧力変動を生じさせる。次項で示す2次元翼理論を用いた突風荷重の解析では、(2)の要因によって生じる圧力変動を、ポテンシャル流に関する運動方程式によって計算する。³⁷⁾ また、前項で示した準静的理論は、乱れのスケールが無限大になるときの、(2)の要因に基づく圧力変動に他ならない。

J. C. R. Hunt は Batchelor, Proudman の乱れの急激な変形に関する理論 (rapid distortion 理論) を一般化して、円柱の周囲での乱れの性状を解析した。^{30), 31), 38)} この理論は、平均流による乱れの変形即ち渦の伸張や回転が、相異なる周波数成分間での乱れエネルギーの交換や、粘性による乱れエネルギーの散逸よりも、より急激に行なわれるという仮定に基づいている。この仮定が成立するためには、(1.5.38)式が成立することが必要である。

$$\frac{\sqrt{u_{\infty}^2}}{\bar{U}_{\infty}^2} \ll 1, \frac{\sqrt{u_{\infty}^2}}{\bar{U}_{\infty}} \frac{B}{L_x} \ll 1, \frac{\bar{U}_{\infty} \cdot B}{\nu} \gg 1 \quad (1.5.38)$$

ここに ν は動粘性係数を表わしている。(1.5.35)式の中間の条件は、乱れの非線形干渉が生じる時間スケール L_x/u_{∞} が、物体の周囲で平均流が変化する時間スケール B/\bar{U}_{∞} より十分大きい条件、即ち $L_x/u_{\infty} \cdot B/\bar{U}_{\infty} \gg 1$ より導びかれるものである。

(1.5.35)式の条件が満足される場合、渦度変動に関する運動方程式は

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \omega_i}{\partial x_j} = \omega_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \quad (1.5.39)$$

で表わされる。ここに ω_i, \bar{U}_j は、それぞれ x_i 方向の渦度変動及び平均流速である。(1.5.39)式の左辺は、渦度変動の時間的変化の割合を、右辺は平均流勾配による渦度変動の変化の割合を表わしている。

一方連続の式は

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.5.40)$$

で表わされる。ここに u_i は x_i 方向の流速変動を表わしている。

渦度変動と流速変動は

$$\omega_i = -\varepsilon_{ijk} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \quad (1.5.41)$$

の関係で結ばれ、圧力変動と流速変動は、

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = -\rho \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right\} \quad (1.5.42)$$

の関係で結ばれている。ここに ε_{ijk} は Eddington のイブシロン、 p は圧力変動を表わしている。

また平均渦度は、流れの全領域で 0 となる。即ち

$$\bar{\omega}_i = 0 \quad (1.5.43)$$

ここに $\bar{\omega}_i$ は x_i 方向の平均渦度を表わしている。(1.5.43)式によれば、平均的な流れの場合はポテンシャル流によって表わされる。

物体の周囲の流速変動及び物体表面の圧力変動は、(1.5.39)～(1.5.43)式を適当な境界条件のもとに解くことによって導びかれる。境界条件としては、物体から十分離れたところで流れの性状が、物体のない場合の乱れの性状と等しくなること、即ち

$$\begin{aligned} x \rightarrow \infty \text{ のとき } \quad & \bar{u}_i \rightarrow \bar{u}_{i\infty} \\ & \bar{p} \rightarrow \bar{p}_{\infty} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} x \rightarrow \infty \text{ のとき } \quad} \right\} (1.5.44)$$

$$\begin{aligned} & u_i \rightarrow u_{i\infty} \\ & p \rightarrow p_{\infty} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} & u_i \rightarrow u_{i\infty} \end{aligned}} \right\} (1.5.45)$$

と、流れが物体の表面から物体の内部へ入らないという条件、即ち

$$\text{物体の表面で} \quad \bar{u}_i n_i = 0 \quad (1.5.46)$$

$$u_i n_i = 0 \quad (1.5.47)$$

の2つが考えられる。ここに $\bar{u}_{i\infty}$, \bar{p}_{∞} , $u_{i\infty}$, p_{∞} は、それぞれ物体がない場合の平均流速、平均圧力、流速変動、圧力変動を表わしている。また n_i は物体に対して法線方向の単位ベクトルを表わしている。

(1.5.39)～(1.5.47)式によって、物体の周囲の流速変動及び物体に作用する圧力変動は、次の手順によって求めることができる。

(1) (1.5.44), (1.5.46)式の境界条件のもとに、ポテンシャル流場における平均流速を求める。

(2) (1)で求めた平均流速と(1.5.45), (1.5.47)の境界条件から(1.5.39)式を解き渦度変動を求める。実際には、平均流場の変化による流体要素の伸縮から、ケルビンの渦定理によって渦度変動を計算する。

(3) (2)で求めた渦度変動から、連続の式(1.5.40)式及び渦度変動と流速変動の関係式(1.

5.4 1) 式より，流速変動を求める。

(4) (1)で求めた平均流速と，(3)で求めた流速変動を(1.5.4 2)式に代入して解き，圧力変動を求める。

上述した方法によって求められた物体の表面に作用する圧力変動のクロススペクトル密度は，一般流の流速変動の3次元スペクトル密度の線形変換として，(1.5.4 8)式で表わすことができる。

$$S_p(x, y, z, x', y', z; n_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{2\pi i n_3 (z - z')\} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 Q_i(x, y; n_1, n_2, n_3) \cdot Q_j^*(x', y'; n_1, n_2, n_3) \Phi_{\infty ij}(n_1, n_2, n_3) dk_2 dk_3 \quad (1.5.4 8)$$

ここに S_p は圧力変動のクロススペクトル密度， $\Phi_{\infty ij}$ は一般流の流速変動の3次元スペクトル密度， n は周波数を表わしている。 Q_i は流速変動を圧力変動に結びつける変換子で上述した(1)～(4)の手順にしたがって決定される。 Q_j^* は Q_j の共役複素数を表わしている。

(1)～(4)の手順にしたがって変換子 Q_i を定めることは原理的には可能であるが，実際にはきわめて困難な場合が多い。しかし，特別な場合には Q_i を解析的に求めることが可能である。Hunt は，円柱のよどみ点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度に関して，次に示す場合について Q_i を解析的に評価し，以下の結果を導びいている。

(i) $na/\bar{U}_{\infty} \ll 1$ かつ $a/L_x \ll 1$ の場合

$$S_p(n_1) = \rho^2 \cdot \bar{U}_{\infty}^2 \cdot S_u(n_1) \cdot \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi n_1 a}{\bar{U}_{\infty}} \right)^2 \cdot \ln \left(\frac{2\pi n_1 a}{\bar{U}_{\infty}} \right)^2 \right\} \quad (1.5.4 9)$$

ここに a は円柱の半径である。上辺の右边第2項は， $2 n_1/\bar{U}_{\infty} \ll \frac{1}{a}$ ではきわめて小さく無視することができる。したがって

$$S_p(n_1) = \rho^2 \cdot \bar{U}_{\infty}^2 \cdot S_u(n_1) \quad (1.5.5 0)$$

となる。上式は準静的理論の結果(1.5.3 5)式と同じである。

(ii) $na/\bar{U}_{\infty} \gg 1$ の場合

この場合には，圧力変動のパワースペクトル密度は

$$S_p(n_1) \propto \rho^2 \cdot \bar{U}_{\infty}^2 \cdot \bar{u}_{\infty}^2 \cdot a \cdot \left(\frac{a}{L_x} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot \left(\frac{2\pi n_1 a}{\bar{U}_{\infty}} \right)^{-\frac{7}{3}} e^{-\frac{\pi}{2} \left(\frac{2\pi n_1 a}{\bar{U}_{\infty}} \right)} \quad (1.5.5 1)$$

で表わすことができる。上式によれば，圧力変動のパワースペクトル密度を

$$\frac{S_p(n_1)}{\rho^2 \cdot \bar{U}_{\infty}^2 \cdot \bar{u}_{\infty}^2 \cdot a \cdot \left(\frac{a}{L_x} \right)^{\frac{2}{3}}} \quad (1.5.5 2)$$

で表わした場合， $n_1 a/\bar{U}_{\infty} \gg 1$ では， a/L_x 関係なく $n_1 a/\bar{U}_{\infty}$ のみの関係によって表わされることがわかる。

図1.5.4は，迎角 0° の場合の角柱の中央点の圧力変動のパワースペクトル密度を，(1.5.5 2)式に基づいて表わしたものである。ただし，図1.5.4では半径 a のかわりに角柱の一边 B を用いている。Hunt の理論で予測されるように，高周波数領域でのパワースペクトル

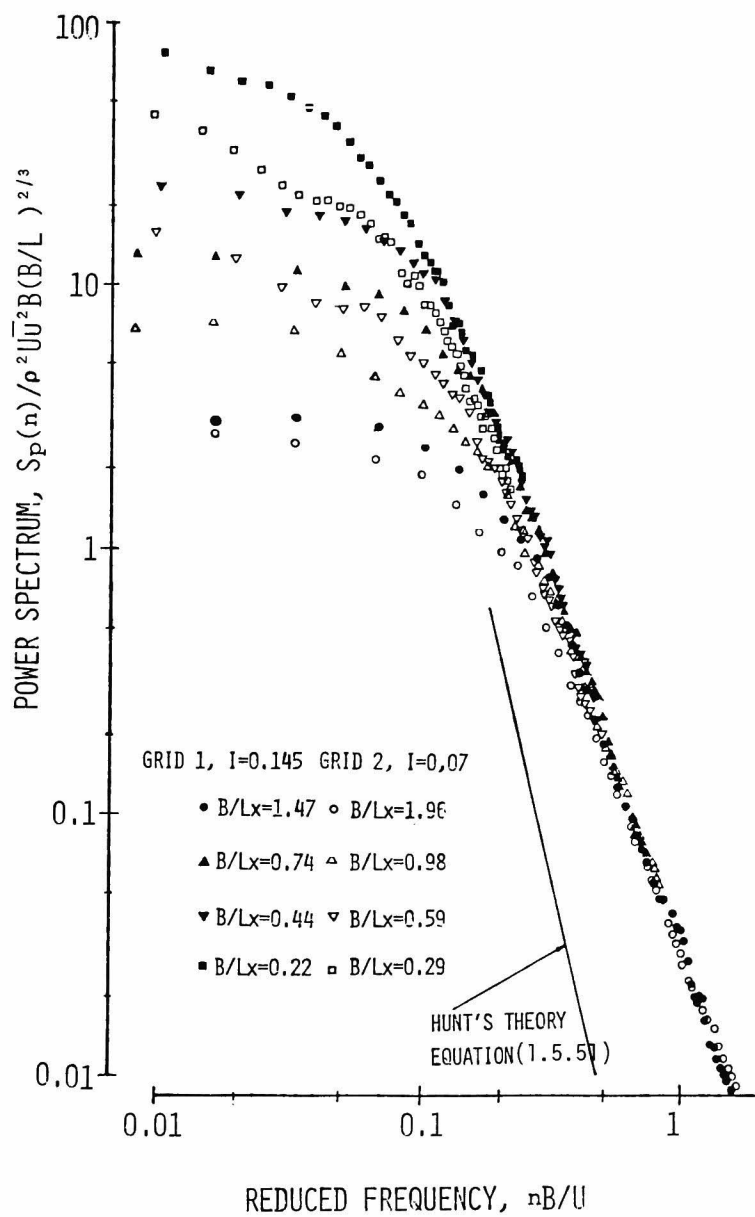


図 1.5.4 風上面のよどみ点の圧力変動のパワースペクトル密度, $D/B = 1$
実線は (1.5.51) 式

密度は、 B/L_x 及び $\sqrt{u^2}/\bar{u}_\infty$ によらず、 nB/\bar{u}_∞ のみの関数によって表わすことができそうである。しかし、高周波数領域におけるパワースペクトル密度の減少勾配は (1.5.52) 式より導びかれた値 (図 1.5.4 中の実線) よりかなり小さい。したがって、乱れの急激な変形に関する理論では、圧力変動のパワースペクトル密度の定性的な傾向は予測できるものの、パワースペクトル密度の定量的評価は難かしいといえる。この原因は、乱れの急激な変形に関する理論が (1.5.39) 式に示した線形化渦度方程式に基づいて展開され、周波数の異なる渦の間での乱れのエネルギーの交換過程を表わしていないことによると思われる。本実験のように乱れ強さが大きい場合、個々の乱渦の変形時間と、乱渦相互のエネルギーの変換時間の比が十分大きくならないため、非線形相互作用を無視することができなくなるためであると考えられる。

また、Hunt の理論に基づく P. A. Durbin の解析によれば、円柱表面に作用する圧力変動の軸方向のスケールと圧力変動の強さの積は $a/L_x \gg 1$ の場合、圧力変動の測定位置にかかわらず一定となり、下式によって表わされる²⁹⁾

$$\frac{\overline{p^2} \cdot L_z(p)}{\rho^2 \cdot \bar{u}_\infty^2 \cdot u_\infty^2} = \frac{3.74 L_x}{\frac{a}{L_x}} \quad (1.5.53)$$

ここに $L_z(p)$ は圧力変動の鉛直方向のスケール、 L_x は一般流の主流方向のスケールを表わしている。

Durbin によれば、 $a/L_x \gg 1$ の場合圧力変動の分散は

$$\overline{p^2} = \frac{\rho^2 \bar{u}_\infty^2 \cdot u_\infty^2 \cdot \cos^2 \theta}{\frac{a}{L_x}} \quad (1.5.54)$$

となるから、鉛直方向の圧力変動のスケールは

$$L_z(p) = \frac{3.74 L_x}{\cos^2 \theta} \quad (1.5.55)$$

によって表わされる。

(1.5.53) ~ (1.5.55) 式は円柱に関して導びかれた結果であるが、これが角柱の風上面の場合の迎角の変化に伴う中央点の圧力変動の場合についても適用できるかどうかを調べたものが図 1.5.5 である。迎角の増大とともに、圧力変動の強さと圧力変動のスケールとの積は、若干減少する傾向を持っている。しかし、圧力変動の強さが減少するにしたい、圧力変動のスケールは増大すること、及び B/L_x の小さい程圧力変動の強さとスケールの積も大きくなることの 2 点は、(1.5.53) 式で示されている結果と同じである。

また (1.5.55) 式によれば、迎角 0° の場合の鉛直方向のスケールは、一般流の主流方向の乱れのスケールの 3.74 倍となるはずであるが、本実験の場合には約 1.0 倍程度と (1.5.52) 式から予測される値よりかなり小さい。

これは本実験の場合、 $B/L_x = O(1)$ であり、Durbin が仮定した $B/L_x \gg 1$ の条件を満たしていないことによると思われる。

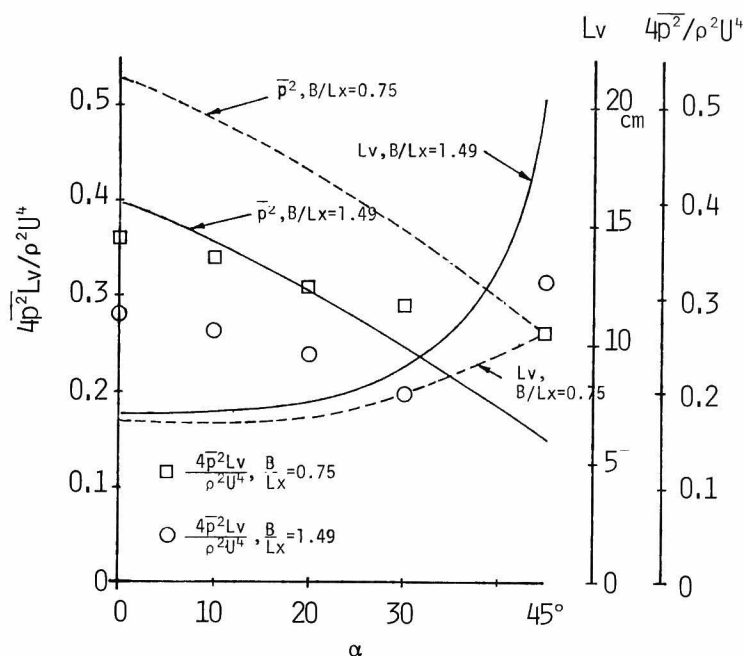


図 1.5.5 変動圧力の強さとスケールの迎角による変化, 格子 1

ちなみに $B/L_x \rightarrow 0$ の場合には, 圧力変動の鉛直方向のスケールは一般流の主流方向の乱れのスケールの 0.5 倍となる。

1.5.3 2次元非定常翼理論

本項では, 2次元非定常翼理論が本実験のように剝離を伴うような流れの場合, どの程度適用可能であるかを検討する。以下, Sears の理論に基づいて, 乱流中におかれた平板に作用する圧力変動を求める方法を示し, 実験結果と比較する。^{32), 37)}

主流と平行におかれた 2 次元の薄い平板を考える。この平板に, 調和的に変動する乱れが当たると, 平板の法線方向の流速分布は,

$$v(x, t) = v_n e^{2\pi i n(t - x/\bar{U}_\infty)} \quad (1.5.56)$$

によって表わされる。ここに $v(x, t)$ は, 平板上の法線方向の流速, v_n , n はそれぞれ法線方向の流速変動の振幅と周波数, \bar{U}_∞ は一般の平均流速, x は平板上の位置を表わしている。

平板の流れに対する速度は, (1.5.56) 式の符号を変えた量になる。ここで, $x = \cos \theta$ なる変換 (ただし平板の風上端で $\theta = \pi$, 風上端で $\theta = 0$ とする。) をほどこすと, 平板の流れに対する速度は

$$v^*(\theta, t) = -v_n e^{2\pi i n t} e^{-ik \cos \theta} \quad (1.5.57)$$

となる。ただし $k = \pi n D / \bar{U}_\infty$ である。ここに D は平板の長さを表わしている。

$$e^{iz \cos \theta} = J_0(z) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} i^m J_m(z) \cos m \theta \quad (1.5.58)$$

であるから, $v^*(\theta, t)$ は (1.5.58) 式を (1.5.57) 式へ代入し

$$v^*(\theta, t) = -v_n e^{2\pi i n t} \left[J_0(z) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-i)^m J_m(z) \cos m \theta \right] \quad (1.5.59)$$

で表わされる。ここに $J_m(z)$ は第 1 種のベッセル関数を表わしている。

平板の流れに対する速度が, (1.5.59) 式のようにフーリエ級数によって表わされる場合, 平板上の圧力変動は, H. G. Küssner と L. Schwarz の一般解析より

$$p(\theta, t) = \rho \cdot \bar{U}_{\infty} \cdot v_n \cdot e^{2\pi i n t} \left[C_0 \tan \frac{\theta}{2} + 2 \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin \theta \right] \quad (1.5.60)$$

$$C_0 = C(k) (J_0(k) - i J_1(k)) + i J_1(k) \quad (1.5.61)$$

$$C_m = \frac{ik}{2m} (-i)^{m-1} + (-i)^m J_m - \frac{k}{2m} (-i)^m J_{m+1}, m \geq 1 \quad (1.5.62)$$

となる。ここに $p(\theta, t)$ は圧力変動, $C(k)$ は Theodorsen 関数を表わしている。

ベッセル関数の性質より

$$\frac{2m J_m(z)}{z} = J_m(z) + J_{m+1}(z) \quad (1.5.63)$$

となるから,

$$C_m = 0, m \geq 1 \quad (1.5.64)$$

である。ゆえに, 圧力変動は

$$p(\theta, t) = \rho \cdot \bar{U}_{\infty} \cdot v_n \cdot e^{2\pi i n t} \cdot \tan \frac{\theta}{2} \cdot \chi(k) \quad (1.5.65)$$

$$\chi(k) = [J_0(k) - i J_1(k)] C(k) + i J_1(k) \quad (1.5.66)$$

によって与えられる。(1.5.66) 式をべき級数展開し, 初項のみを考慮すると

$$|\chi(k)|^2 = \frac{0.18 + k}{0.18 + 1.57k + 2\pi k^2} \quad (1.5.67)$$

となる。また Leapman⁴⁰⁾ によって求められた $\chi(k)$ の近似式は

$$|\chi(k)|^2 = \frac{1}{1 + 2\pi k} \quad (1.5.68)$$

である。

(1.5.65) 式より $k \rightarrow 0$ の場合には

$$p(\theta, t) \rightarrow \rho \cdot \bar{U}_{\infty} \cdot v_0 \cdot \tan \frac{\theta}{2} = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \bar{U}_{\infty} \cdot v_0 \cdot \frac{\partial C_{p,m}}{\partial \alpha} \quad (1.5.69)$$

となり準静的理論値に等しい。

また $k \rightarrow \infty$ の場合には

$$p(\theta, t) \rightarrow 0 \quad (1.5.70)$$

となる。

以上の結果より、平板に作用する圧力変動の特徴として、次の諸点が導びかれる。

- (1) 圧力変動の強さは、平板の長さ D の増大に伴って減少するが、その分布形は相似である。
- (2) 圧力変動の位相は、平板上のどの測点をとっても変わらず、各点に作用する圧力変動の振巾のみが変化する。
- (3) 一般流の主流直角方向の流速変動と圧力変動を結びつける変換子、即ち次項で示す流速－圧力アドミッタンスは、平板の長さ D を規準とする無次元周波数 nD/\bar{U}_∞ の関数となる。

上記の(1)～(3)を4節で述べた実験結果と比較した場合、次のような相違点が認められる。

- (1) 変動圧力係数の分布は1.4節で述べたように、角柱の巾で無次元化した場合に相似となり、上記の(1)に示されたように角柱の奥行 D の関数とならない。
- (2) 変動圧力は一般に風上から風下へと移動し、各点での圧力変動にはかなりの位相差が存在する。
- (3) 平板上の各点の圧力変動の性状は測点ごとにより異なり、理論から導びかれるように相互相関が1になることはない。

このように、2次元非定常翼理論に基づく解析では、辺長比がかなり大きい場合においてさえ、角柱の側面の圧力変動の性状を正確に予測することは難しい。1.4節で示したように、角柱の側面に作用する圧力変動の性状を決める基本長さは、2次元非定常翼理論から導びかれるように角柱の奥行ではなく、角柱の巾である。このことは、角柱の側面に作用する圧力変動の要因が、2次元非定常翼理論に示されているような角柱の周囲の循環の変化によって生じるのではなく、剝離に伴う角柱の周囲の平均流場の変化に伴う乱れの変形や、後流に形成される交番渦にあることを示しているものと思われる。

1.5.4 流速－圧力アドミッタンス

1.5.1項で示した準静的理論により、迎角による圧力変動の強さの変化の傾向などの、圧力変動の性状の概略を推定することができる。しかし、準静的理論では、風上から近づいてくる乱れの変形を考慮していないため、圧力変動のパワースペクトル密度等は、実験値より高周波数領域でかなり過大評価となってしまう。

一方準静的理論の欠点を補うために、風上から近づいてくる乱れの変形を考慮に入れた Hunt 等の乱れの急激な変形に関する理論の場合、圧力変動のパワースペクトル密度の B/L_x による変化の傾向や圧力変動のスケール等について、定性的には実験値ときわめてよく一致する結果が得られるものの、圧力変動のパワースペクトル密度の高周波数領域における減少勾配等に関しては、定量的には実験値とかなり大きな差が認められる。しかも、構造物の耐風設計の際に重要となる $B/L_x = O(1)$ の場合、この理論によって圧力変動を計算するためには、龐大な計算時間が要求され、実際上きわめて困難である。

ところで、風上から近づいてくる乱れによって物体表面に生じる圧力変動は、1.5.1, 1.5.2 項で示したように、準静的理論においても、乱れの急激な変形に関する理論においても、一般流の線形変換で表わされる。そこで本項では、角柱に作用する圧力変動を一般流の流速変動に結びつける線形変換子(流速-圧力アドミッタンス (pressure/velocity admittance) と呼ぶことにする。)を導入し、これによって準静的理論を補正することにより、圧力変動の性状を正確にしかも簡単に予測する方法を考える。そして、実験結果に基づきこのアドミッタンスの特性を調べ、このアドミッタンスを表わす具体的な関数を提案する。

準静的理論によれば、流速の時間変化率即ち加速度を無視した場合、物体表面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度は(1.5.71)式で与えられる。

$$S_p(n) = C_{p.m.}^2 \cdot \rho^2 \cdot \bar{U}_\infty^2 \cdot S_u(n) + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2 \cdot \rho^2 \cdot \bar{U}_\infty^2 \cdot S_v(n) \quad (1.5.71)$$

流速変動のパワースペクトル密度に、Kármán のスペクトルを用いた場合、

$$S_p(n) = \rho \cdot \bar{U}_\infty^2 \cdot S_u(n) \cdot \left[C_{p.m.}^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2 \left\{ 1 + \frac{5}{3} \frac{1}{1 + 0.56 \left(\frac{\bar{U}_\infty}{2\pi n L_x} \right)^2} \right\} \right] \quad (1.5.72)$$

となる。

1.5.1 項で示したように、(1.5.72)式によってよどみ点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度を評価した場合、高周波数領域では過大評価となってしまうのでこれを補正するために、(1.5.72)式の右辺の大括弧の項をより一般的な表現によって置き換えることにする。即ち、圧力変動を

$$S_p(n) = \rho^2 \cdot \bar{U}_\infty^2 \cdot S_u(n) \cdot |\chi_{up}(n)|^2 \quad (1.5.73)$$

で表わす。 $|\chi_{up}(n)|^2$ は、一般流の流速変動と圧力変動との関係が線形のとき、圧力変動を流速変動に結びつける線形変換子 (admittance function) であり、流速-圧力アドミッタンス (pressure/velocity admittance) と呼ぶことにする。

よどみ点の場合、準静的理論によれば、

$$|\chi_{up}(n)|^2 = 1 \quad (1.5.74)$$

となる。

一方、乱れの急激な変形に関する理論によれば

$$\frac{nB}{\bar{U}_\infty} \ll 1, \quad \frac{B}{L_x} \ll 1 \text{ のとき} \\ |\chi_{up}(n)|^2 = 1 \quad (1.5.75)$$

であり、

$$\frac{nB}{\bar{U}_\infty} \gg 1 \text{ のとき} \\ |\chi_{up}(n)|^2 \propto \left(\frac{n \cdot B}{\bar{U}_\infty} \right)^{-\frac{2}{3}} e^{-\frac{\pi}{4} \frac{nB}{\bar{U}_\infty}} \quad (1.5.76)$$

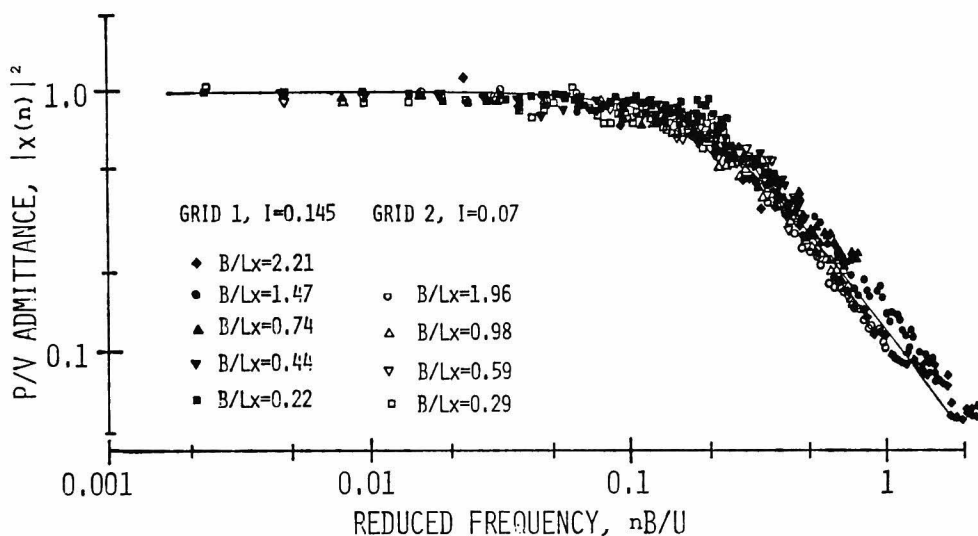


図 1.5.6 風上面中央点の流速-圧力アドミッタンス, $\alpha = 0^\circ$

となり，高周波数領域においては，流速-圧力アドミッタンスは角柱の巾を基準とした無次元周波数 nB/\bar{U}_∞ のみの関数として表わされる。

図 1.5.6 は迎角 0° の正四角柱の中央点に作用する圧力変動の流速-圧力アドミッタンスを，横軸に nB/\bar{U}_∞ をとって示したものである。低周波数領域では，準静的理論によって示されるように，流速-圧力アドミッタンスは 1 にほぼ等しい値になっている。しかし高周波数領域においては，乱れの急激な変形に関する理論から導びかれるように，無次元周波数 nB/\bar{U}_∞ の増大に伴ってアドミッタンスは減少する。また流速-圧力アドミッタンスは，乱れの急激な変形に関する理論から予測される $nB/\bar{U}_\infty \gg 1$ のみならず，全周波数領域にわたって，乱れのスケール B/L_x 及び乱れ強さ $\sqrt{u_{\infty}^2}/\bar{U}_\infty$ に関係なく， nB/\bar{U}_∞ のみの関数として表わされる。

迎角 0° 以外の場合についても，図 1.5.7 に示したようによどみ点の流速-圧力アドミッタンスには同様の傾向が認められ，迎角の影響がきわめて小さいことがわかる。

図 1.5.7 に示した実験結果に基づけば，よどみ点の流速-圧力アドミッタンスは (1.5.77) 式によって表わすことができる。⁴¹⁾

$$|x_{up(n)}|_{\alpha=0^\circ}^2 = \frac{1}{\left\{1 + 20 \left(\frac{nB}{\bar{U}_\infty}\right)^2\right\}^{\frac{2}{3}}} \quad (1.5.77)$$

(1.5.77) 式を実線で図 1.5.6, 1.5.7 中に示した。

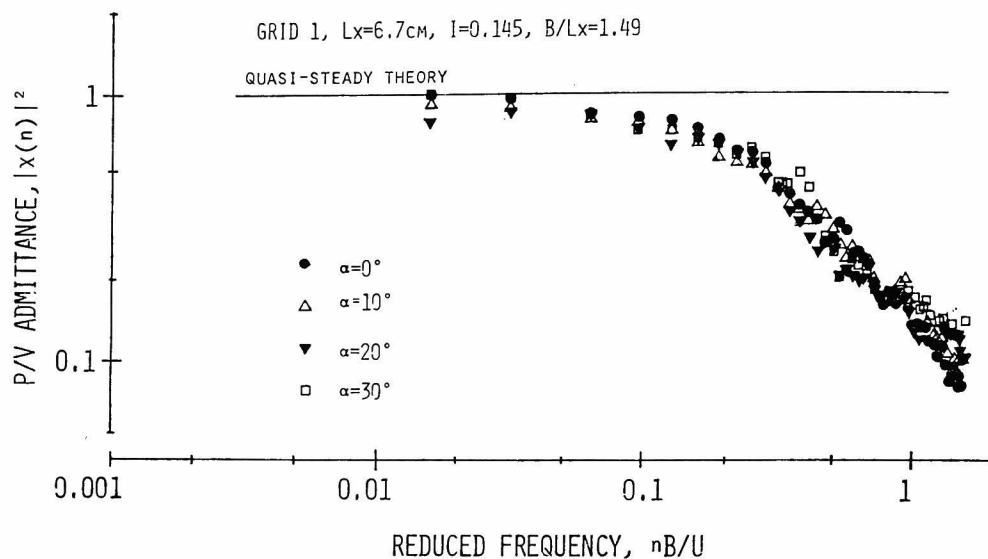


図 1.5.7 風上面よどみ点の流速-圧力アドミッタンス, 格子1, $B/L_x=1.47$, 実線は(1.5.74)式

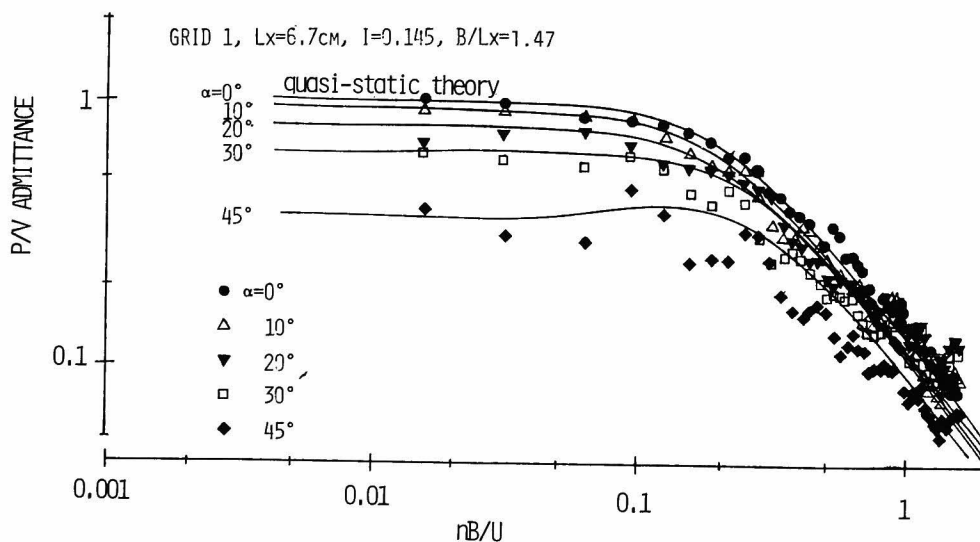


図 1.5.8 風上面中央点の流速-圧力アドミッタンスの迎角による変化, 格子1, $B/L_x = 1.47$, 実線は(1.5.78)式

一方、よどみ点以外の点での流速-圧力アドミッタンスはどの様に表現できるであろうか。図 1.5.8は、正四角柱の風上面中央点に作用する圧力変動の流速-圧力アドミッタンスが迎角によってどの様に変化するかを調べたものである。中央点以外の点の場合には必ずしも(1.5.78)

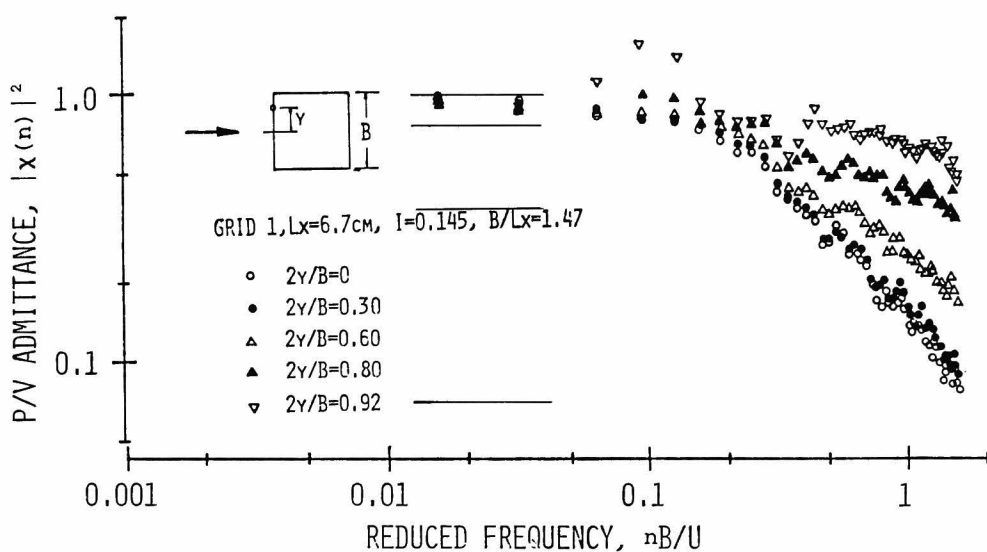


図 1.5.9 風上面の流速-圧力アドミッタンス, 格子 1, $\alpha = 0^\circ$, 実線は (1.5.79) 式

式のような表現が妥当とはならない。中央点のアドミッタンスは迎角が大きくなるにつれて徐々に減少する傾向を示す。アドミッタンスの減少は低周波数領域において著しく、高周波数領域においてはアドミッタンスはあまり大きくは変わらない。図 1.5.8 中の実線は (1.5.72) 式の準静的理論値を (1.5.77) 式によって補正したアドミッタンス、即ち

$$\frac{1}{\left\{1+20\left(\frac{nB}{\bar{U}_\infty}\right)^2\right\}^{\frac{2}{3}}} \cdot \left[c_{p.m.}^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\partial c_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2 \left\{ 1 + \frac{5}{3} \frac{1}{1+0.56 \left(\frac{\bar{U}_\infty}{2\pi n L_x} \right)^2} \right\} \right] \quad (1.5.78)$$

を示しているが、実験結果とよく一致しており、中央点の圧力変動の流速-圧力アドミッタンスはどの迎角の場合においても (1.5.78) 式で表わすことができそうである。

図 1.5.9 は、迎角 0° の正四角柱の流速-圧力アドミッタンスが、測点の位置によってどのように変化するかを調べたものである。低周波数領域においてはアドミッタンスの値はほとんど変化しないが、高周波数領域におけるアドミッタンスの値は角柱の角に近づく程大きくなる。図 1.5.9 中の実線は、 $n \rightarrow 0$ とした場合の (1.5.78) 式による流速-圧力アドミッタンス値、即ち

$$c_{p.m.}^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\partial c_{p.m.}}{\partial \alpha} \right)^2 ; n \rightarrow 0 \quad (1.5.79)$$

を示しているが、実験値と比較して (1.5.79) 式による値は低周波数領域においてさえかなり過小評価となっており、(1.5.78) 式のような形式では、流速-圧力アドミッタンスを一般的に表現することが難かしいことがわかる。

また図 1.5.10 は、迎角 30° の場合の正四角柱の風上面の流速-圧力アドミッタンスを示した

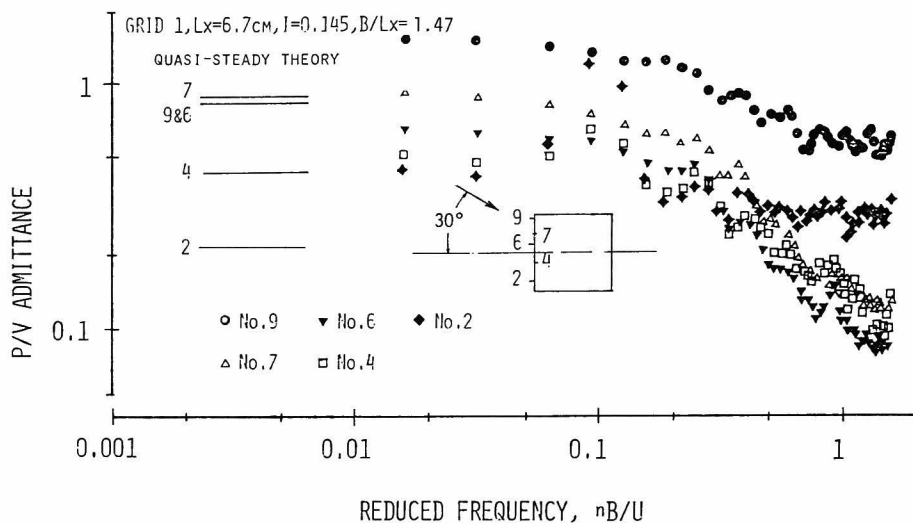


図 1.5.10 風上面の流速-圧力アドミッタンス, 格子 1, $\alpha = 30^\circ$, 実線は (1.5.79) 式

ものである。図 1.5.10 中の実線は、図 1.5.9 と同様、(1.5.79) 式によって計算した $n \rightarrow 0$ におけるアドミッタンスの値を示している。中央点付近の流速-圧力アドミッタンスは (1.5.79) 式とよく一致しているが、角に近い No. 9 点及び No. 2 点のアドミッタンスは迎角 0° の場合と同様、(1.5.79) 式による値よりかなり大きい。

1.5.5 準静的理論と圧力変動の確率密度分布

前項で仮定したように、圧力変動が一般流の流速変動の線形変換で表わされるとした場合、圧力変動の確率密度分布は、一般流の流速変動と同形状となる。3 節で示した一般流の流速変動の確率密度分布はほぼ正規分布となるから、圧力変動が流速変動の線形変換で表わされる場合には、圧力変動の確率密度分布も正規分布となるはずである。

しかるに、1.4.5 項で示したように、圧力変動の確率密度分布は一般に正規分布とはならず、正圧側あるいは負圧側へ大きく偏った分布形となる。したがって、圧力変動の確率密度分布を考える場合には、圧力変動を流速変動の線形変換で表わすという仮定は妥当ではないといえる。

1.5.1, 1.5.2 項では、 $u_\infty / \bar{U}_\infty \ll 1$ として、 u_∞ 及び v_∞ の 2 乗の項を無視し、圧力変動と流速変動の関係を導びいた。 u_∞ , v_∞ の 2 乗に関係する項は、圧力変動のパワー スペクトル密度にはほとんど影響を与えないことが、準静的理論を用いた R・Vaicaitis 他⁴²⁾の解析によって明らかにされている。しかし、圧力変動の確率密度分布を考える場合には、これらの項の影響はきわめて大きく無視することはできない。以下に準静的理論を用いて、これらの項の影響を考慮しない場合と、考慮した場合の圧力変動の確率密度関数を導びき、1.4.5 項の実験結果と比較する。

物体に作用する瞬間圧力は，準静的理論によれば，加速度に伴う項を無視した場合，瞬間流速の2乗に比例し，(1.5.77)式によって表わすことができる。

$$P(t) = C_{p.m.}(\alpha(t)) \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U(t)^2 \quad (1.5.80)$$

ここに $P(t)$ は瞬間圧力， $C_{p.m.}(\alpha(t))$ は瞬間風向 $\alpha(t)$ に対応する平均圧力係数である。また $U(t)$ は瞬間流速の大きさを表わし

$$U(t)^2 = (\bar{U}_\infty + u_\infty)^2 + v_\infty^2 \quad (1.5.81)$$

となる。また瞬間風向 $\alpha(t)$ は

$$\alpha(t) = \bar{\alpha} + \tan^{-1} \frac{v_\infty}{\bar{U}_\infty + u_\infty} \quad (1.5.82)$$

となる。ここに $\bar{\alpha}$ は平均風向，即ち迎角を表わしている。

$C_{p.m.}(\alpha(t))$ を $\bar{\alpha}$ のまわりでテーラー展開し， $v_\infty / (\bar{U}_\infty + u_\infty) \ll 1$ として， $v_\infty / (\bar{U}_\infty + u_\infty)$ の1次の項のみを考慮すると，

$$C_{p.m.}(\alpha(t)) = C_{p.m.}(\bar{\alpha}) + \frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} \cdot \tan^{-1} \frac{v_\infty}{\bar{U}_\infty + u_\infty} = C_{p.m.}(\bar{\alpha}) + \frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \bar{\alpha}} \frac{v_\infty (\bar{U}_\infty + u_\infty)}{(\bar{U}_\infty + u_\infty)^2 + v_\infty^2} \quad (1.5.83)$$

となる。

(1.5.81)，(1.5.83)式を(1.5.80)式に代入すると，瞬間圧力は

$$P(t) = \frac{\rho}{2} \left\{ C_{p.m.}(\bar{\alpha}) (\bar{U}_\infty + u_\infty)^2 + C_{p.m.}(\bar{\alpha}) v_\infty^2 + \frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \bar{\alpha}} \cdot v_\infty (\bar{U}_\infty + u_\infty) \right\} \quad (1.5.84)$$

となる。(1.5.84)式の両辺の平均をとると，平均圧力

$$\bar{P} = \frac{\rho}{2} \cdot C_{p.m.}(\bar{\alpha}) (\bar{U}_\infty^2 + u_\infty^2 + v_\infty^2) \quad (1.5.85)$$

が求められる。

(1.5.84)式から(1.5.85)式を差し引くと，変動圧力は，

$$p(t) = \frac{\rho}{2} \left\{ C_{p.m.}(\bar{\alpha}) (2\bar{U}_\infty v_\infty + u_\infty^2 + v_\infty^2) - C_{p.m.}(\bar{\alpha}) (\bar{u}_\infty^2 + \bar{v}_\infty^2) + \frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \bar{\alpha}} v_\infty (\bar{U}_\infty + u_\infty) \right\} \quad (1.5.86)$$

となる。

まず $u_\infty / \bar{U}_\infty \ll 1$ ， $v_\infty / \bar{U}_\infty \ll 1$ として， u_∞ ， v_∞ の高次項を省略した場合の確率密度分布を求めてみる。(1.5.86)式からこれらの項を省略すると，圧力変動は

$$p(t) = \rho \left\{ C_{p.m.}(\bar{\alpha}) \bar{U}_\infty u_\infty + \frac{1}{2} \frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \bar{\alpha}} \bar{U}_\infty v_\infty \right\} \quad (1.5.87)$$

となる。(1.5.87)式は1.5.1節の(1.5.14)式の $\partial \Phi / \partial t$ 項を省略した式である。

流速変動の確率密度分布は，1.3節で示したように正規確率密度関数によって近似できる。

即ち，

$$f_u(u_\infty) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_u} \cdot e^{-\frac{u_\infty^2}{2\sigma_u^2}} \quad (1.5.88)$$

$$f_v(v_\infty) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \cdot e^{-\frac{v_\infty^2}{2\sigma_v^2}} \quad (1.5.89)$$

ここに $\sigma_u = \sigma_v$ は流速変動の標準偏差を表わす。等方性乱流の場合

$$\sigma_u = \sigma_v \quad (1.5.90)$$

である。

圧力変動が (1.5.87) 式のように 2 つの独立した変数の線形結合で表わされる場合、その確率密度関数は、それぞれの変数の確率密度関数の convolution で表わされる。

$$\begin{aligned} f_p(p) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\frac{1}{2}\rho \frac{\partial C_{p,m}}{\partial \bar{\alpha}} \cdot \bar{U}_\infty} f_u(u_\infty) \cdot f_v\left(\frac{p - \rho C_{p,m} \cdot \bar{U}_\infty \cdot u_\infty}{\frac{1}{2}\rho \frac{\partial C_{p,m}}{\partial \bar{\alpha}} \cdot \bar{U}_\infty}\right) du_\infty \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\rho C_{p,m} \cdot \bar{U}_\infty} f_v(v_\infty) \cdot f_u\left(\frac{p - \frac{1}{2}\rho \frac{\partial C_{p,m}}{\partial \bar{\alpha}} \cdot \bar{U}_\infty \cdot v_\infty}{\rho \cdot C_{p,m} \cdot \bar{U}_\infty}\right) dv_\infty \end{aligned} \quad (1.5.91)$$

(1.5.88), (1.5.89) 式を (1.5.91) 式に代入して (1.5.90) 式を考慮して積分を実行すると

$$f_p(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \rho \cdot \sigma_u \cdot \bar{U}_\infty} \cdot e^{-\frac{p^2}{2 \cdot \rho^2 \cdot \sigma_u^2 \cdot \bar{U}_\infty^2 \{C_{p,m}^2 + \frac{1}{4}(\frac{\partial C_{p,m}}{\partial \bar{\alpha}})^2\}}} \quad (1.5.92)$$

となる。(1.5.92) 式は、圧力変動が標準偏差

$$\sigma_p = \rho \cdot \sigma_u \cdot \bar{U}_\infty \cdot \sqrt{C_{p,m}^2 + \frac{1}{4}(\frac{\partial C_{p,m}}{\partial \bar{\alpha}})^2} \quad (1.5.93)$$

の正規分布にしたがうことを示している。

次に、 u_∞, v_∞ の高次項を考慮した場合の圧力変動の確率密度分布を (1.5.86) 式から求めてみよう。圧力変動が (1.5.86) 式のように表わされる場合、その確率密度関数は、 u_∞, v_∞ の結合確率密度関数を用いて、

$$\begin{aligned} f_p(p) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_{uv}(u_\infty, v_\infty) \delta\left(\frac{\rho}{2}\{C_{p,m} \cdot (2\bar{U}_\infty u_\infty + u_\infty^2 + v_\infty^2) - C_{p,m} \cdot (\bar{u}_\infty^2 + \bar{v}_\infty^2) + \right. \\ &\quad \left. \frac{\partial C_{p,m}}{\partial \bar{\alpha}} v_\infty (\bar{U}_\infty + u_\infty)\} - p\right) du_\infty dv_\infty \end{aligned} \quad (1.5.94)$$

で表わされる。ここに $f_{uv}(u_\infty, v_\infty)$ は結合確率密度関数である。等方性乱流の場合、 u_∞, v_∞ は独立であるから、

$$f_{uv}(u_\infty, v_\infty) = f_u(u_\infty) \cdot f_v(v_\infty) \quad (1.5.95)$$

となる。

(1.5.86) 式を v に関して解き、(1.5.94) 式を v_∞ に関して積分すると

$$f_p(p) = \int_{B_L}^{B_U} \left| \frac{\partial v_\infty}{\partial p} \right| \cdot \{ f_v(v_1) + f_v(v_2) \} f_u(u_\infty) du_\infty \quad (1.5.96)$$

となる。ここに v_1, v_2 は (1.5.86) 式の解, B_U, B_L は積分の上限及び下限を表わしている。

u_∞, v_∞ の確率密度関数が, (1.5.88) 及び (1.5.89) 式の正規確率密度関数で表わされる場合には (1.5.96) 式は,

$$f_p(p) = \frac{1}{2\pi\sigma_u^2} \int_{B_L}^{B_U} \frac{1}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \left\{ e^{-\frac{v_1^2}{2\sigma_u^2}} + e^{-\frac{v_2^2}{2\sigma_u^2}} \right\} e^{-\frac{u_\infty^2}{2\sigma_u^2}} du \quad (1.5.97)$$

となる。ここに

$$A = C_{p.m.}, B = \frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} (\bar{U}_\infty + u_\infty), C = C_{p.m.} (2\bar{U}_\infty u_\infty + u_\infty^2 - \bar{u}_\infty^2 - \bar{v}_\infty^2) - \frac{2p}{\rho} \quad (1.5.95)$$

であり

$$v_1 = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}, v_2 = \frac{-B - \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad (1.5.96)$$

となる。また圧力変動の標準偏差は

$$\sigma_p = 2 \cdot \sigma_u^2 \cdot \sqrt{(1 + \sigma_u^2)(C_{p.m.}^2 + \frac{1}{4}(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha})^2)} \quad (1.5.100)$$

となる。(1.5.97) 式の積分の上限及び下限は, v_1, v_2 及び dv/dp が u_∞ , 及び p から定まる条件, 即ち

$$B^2 - 4AC \geq 0 \quad (1.5.101)$$

から決定され, 下式のように表わされる。

$$\left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha}\right)^2 > 4C_{p.m.}^2 \text{ の場合 } p \geq -\frac{1}{2}\rho C_{p.m.}(\bar{U}_\infty^2 + 2\sigma_u^2) \text{ のとき積分範囲は } (-\infty, \infty)$$

$$p < -\frac{1}{2}\rho C_{p.m.}(\bar{U}_\infty^2 + 2\sigma_u^2) \text{ のとき積分範囲は } (-\infty, -\bar{U}_\infty - D) \text{ と } (-\bar{U}_\infty + D, \infty)$$

$$\left(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha}\right)^2 \leq 4C_{p.m.}^2 \text{ の場合 } p \geq -\frac{1}{2}\rho C_{p.m.}(\bar{U}_\infty^2 + 2\sigma_u^2) \text{ のとき積分範囲は } (-\bar{U}_\infty - D, -1 + D)$$

$$p < -\frac{1}{2}\rho C_{p.m.}(\bar{U}_\infty^2 + 2\sigma_u^2) \text{ のとき } f_p(p) = 0$$

である。ここに

$$D = \sqrt{\bar{U}_\infty^2 - \frac{8C_{p.m.}(C_{p.m.}\sigma_u^2 + \frac{\sigma}{\rho})}{(\frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha})^2 - 4C_{p.m.}^2}}$$

である。なお、(1.5.97)式で示される確率密度分布の形は、 $|(\partial C_{p.m.}/\partial \bar{\alpha})/C_{p.m.}|$ 及び σ_u/\bar{U}_∞ のみの関数となる。

図1.5.11は、(1.5.97)式に基づいて計算したよどみ点の場合 ($C_{p.m.}=1.0, \partial C_{p.m.}/\partial \alpha = 0$) の確率密度分布を示したものである。一般流の乱れ強さが大きくなるにつれ、 u_∞ の高次項の影響を受けて、確率密度関数の正圧側への偏りが著しくなることがわかる。また図1.5.12は、確率密度分布形に対する $(\partial C_{p.m.}/\partial \bar{\alpha})/C_{p.m.}$ の影響を調べたものである。 $(\partial C_{p.m.}/\partial \bar{\alpha})/C_{p.m.} \leq 2$ では $(\partial C_{p.m.}/\partial \bar{\alpha})/C_{p.m.}$ が大きくなるにつれて負圧側での密度が若干大きくなり、 $(\partial C_{p.m.}/\partial \bar{\alpha})/C_{p.m.} > 2$ では、逆に $(\partial C_{p.m.}/\partial \bar{\alpha})/C_{p.m.}$ が大きくなるにつれて歪度が小さくなり、 $(\partial C_{p.m.}/\partial \bar{\alpha})/C_{p.m.} \rightarrow \infty$ ではほぼ正規分布に近い対称な形状を示す。また $(\partial C_{p.m.}/\partial \bar{\alpha})/C_{p.m.} < 5$ までは正圧側での確率密度はほとんど変わらない。

図1.5.13は、よどみ点に作用する圧力変動の確率密度分布に関して、1.4.5項で示した実験結果と(1.5.97)式による理論値を比較したものであるが、実験値と理論値の対応はきわめてよ

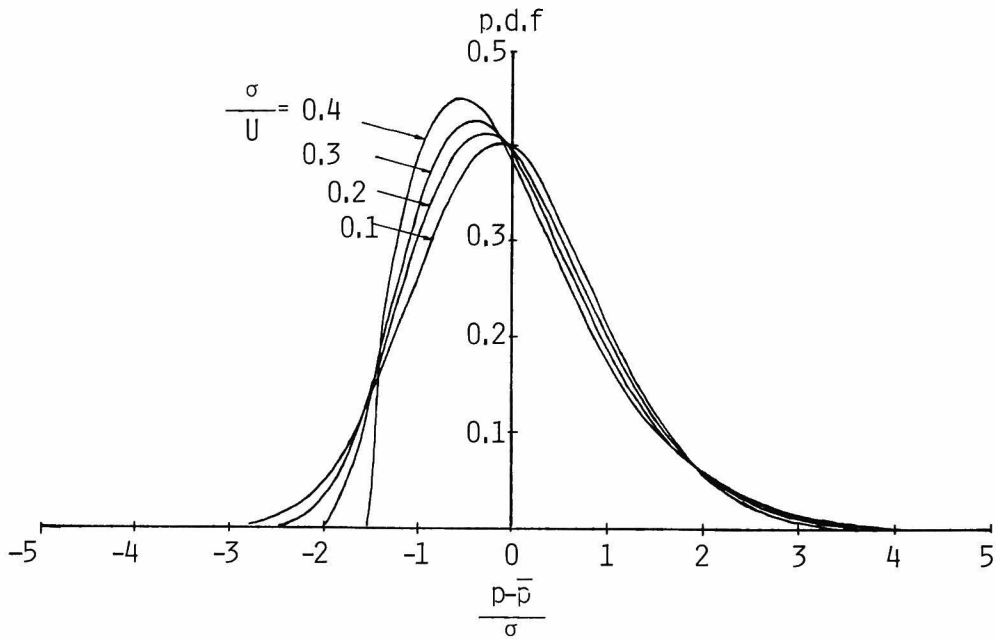


図1.5.11 乱れ強さと圧力変動の確率密度分布の関係

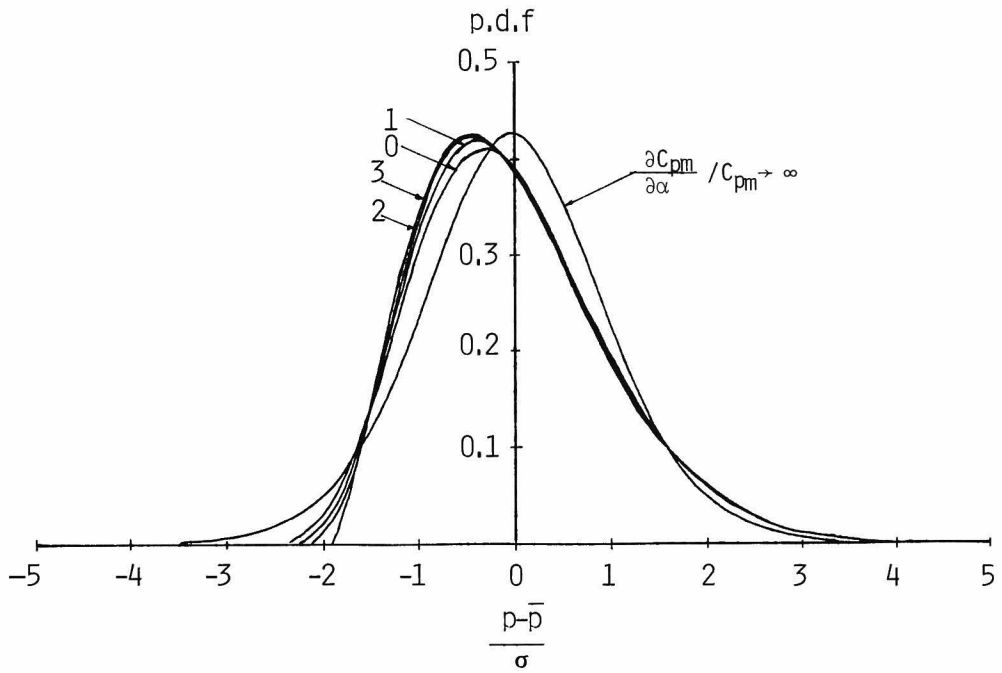


図 1.5.1 2 圧力勾配と圧力変動の確率密度分布の関係

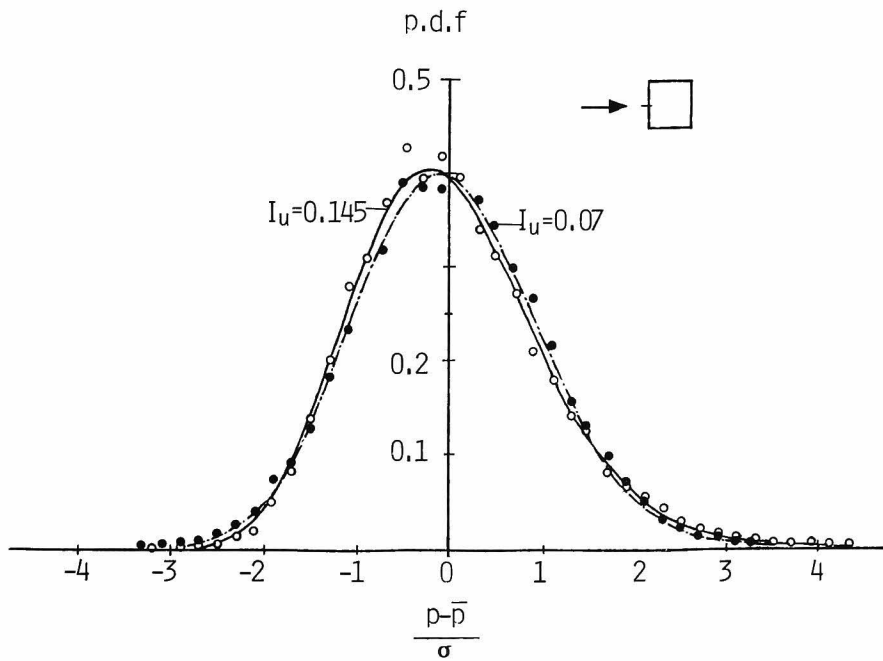


図 1.5.13 風上面の中央点の圧力変動の確率密度分布,理論値と実験値の比較, $\alpha = 0^\circ$,
 $\circ I_u = 0.145$, 実線は(1.5.97)式, $\bullet I_u = 0.07$, 一点鎖線は(1.5.97)式

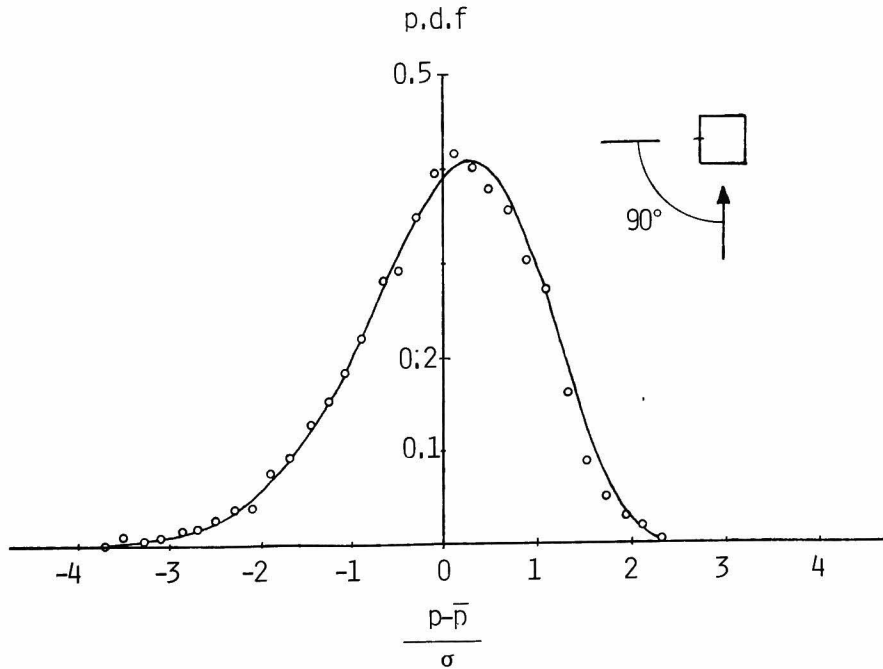


図 1.5.14 側面の中央点の圧力変動の確率密度分布, 格子 1, $\alpha=90^\circ$, $B/L_x=0.74$
実線は (1.5.97) 式

く, よどみ点の圧力変動の確率密度分布は, かなりの精度で (1.5.97) 式により評価できることがわかる。

図 1.5.14 は, 正四角柱の迎角 90° の場合の側面中央点の圧力変動の確率密度分布について, 実験値と理論値の比較を試みたものである。迎角 90° の場合には, 流れが側面の風上の角で剥離し, 圧力変動にも 1.4 節で示したように剥離流の影響がかなり顕著に表われるけれども, 圧力変動の確率密度分布は図 1.5.14 に示したように, 剥離流の影響を全く考慮しない理論によって導びかれた (1.5.97) 式による理論解ときわめてよく一致している。

図 1.5.15 は, 剥離流が再付着する迎角 70° の側面に作用する圧力変動の確率密度分布を示している。再付着点付近の $\#4$ 点の確率密度分布は, 尖度の大きい分布となり (1.5.97) 式で表わすことはできないが, 外装材等の設計に対して重要となる, 局部負圧領域の $\#1$ 点の圧力変動の確率密度分布は, (1.5.97) 式で十分表わすことが可能である。

ところで (1.5.97) 式は積分の形で書かれているが, これを解析的に積分して圧力変動の解析的表現とを見い出すのは困難であり, 以上の結果はすべて (1.5.97) 式を数値積分することによって得られた結果に基づいている。しかし, 次項で示す方法によって圧力変動の最大値或いは最小値の評価を確率密度関数を用いて行う場合には, 計算精度その他の条件により, 圧力変動の確率密度関数を解析的に表現する方が都合が良い。

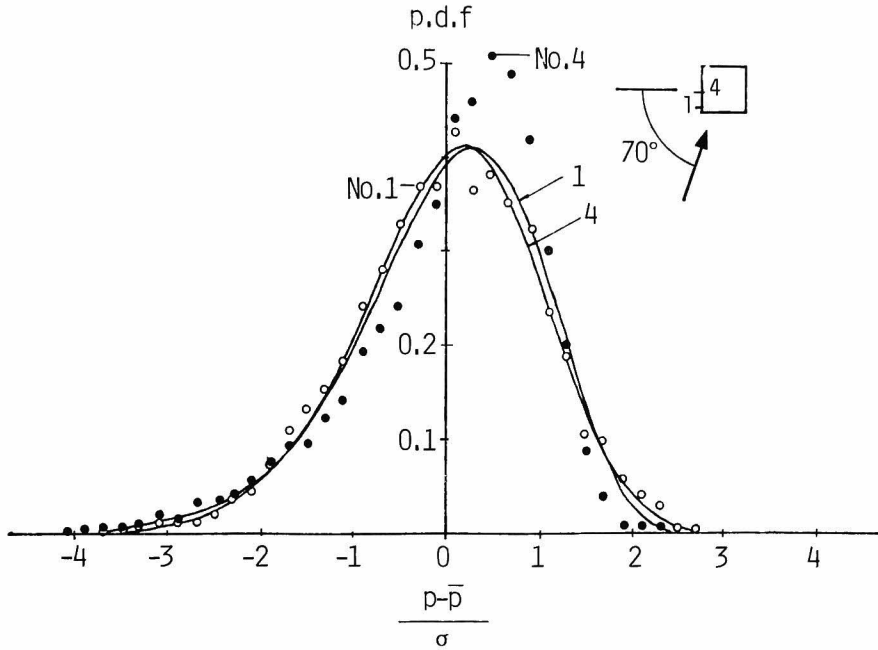


図 1.5.15 再付着点近傍の圧力変動の確率密度分布
○No.1, ●No.4, 実線は(1.5.97)式

圧力変動の最大値或いは最小値を評価する際に重要となる確率密度分布の裾の方の形は、上に述べたように、 $\partial C_{p.m.}/\partial \alpha / C_{p.m.} \leq 5$ においてはあまり変化しない。したがって、最大値或いは最小値と評価する際の基礎となる確率密度関数を求めるにあたっては、 $\partial C_{p.m.}/\partial \alpha / C_{p.m.} = 0$ の場合について考察しても、大きな誤差は生じないであろう。

(1.5.86)式において、 $C_{p.m.} = 1.0$, $\partial C_{p.m.}/\partial \alpha = 0$ とすると圧力変動は

$$p(t) = \frac{\rho}{2} (2\bar{U}_{\infty} u_{\infty} + u_{\infty}^2 + v_{\infty}^2 - \overline{u_{\infty}^2} - \overline{v_{\infty}^2}) \quad (1.5.102)$$

となる。(1.5.102)式によっても、圧力変動の確率密度分布の解析的な表現を求めるのは困難であるので、さらに(1.5.102)式から v_{∞}^2 の項を省略することにする。即ち、圧力変動は

$$p(t) = \frac{\rho}{2} (2\bar{U}_{\infty} u_{\infty} + u_{\infty}^2 - \overline{u_{\infty}^2}) \quad (1.5.103)$$

となる。

(1.5.103)式により、圧力変動の確率密度関数は、一般流の主流方向の流速変動の確率密度関数を用いて、(1.5.104)式のように表現することができる。

$$\begin{aligned} f_p(p) &= \left| \frac{du_{\infty}}{dp} \right| \left\{ f_u(-\bar{U}_{\infty} + \sqrt{\bar{U}_{\infty}^2 + \overline{u_{\infty}^2} + \frac{2p}{\rho}}) + f_u(-\bar{U}_{\infty} - \sqrt{\bar{U}_{\infty}^2 + \overline{u_{\infty}^2} + \frac{2p}{\rho}}) \right\} \\ &= \sqrt{\frac{\rho}{2(\bar{P}+p)}} \left\{ f_u\left(-\sqrt{\frac{2\bar{P}}{\rho(1+I_u^2)}} + \sqrt{\frac{2(\bar{P}+p)}{\rho}}\right) + f_u\left(-\sqrt{\frac{2\bar{P}}{\rho(1+I_u^2)}} - \sqrt{\frac{2(\bar{P}+p)}{\rho}}\right) \right\} \end{aligned} \quad (1.5.104)$$

ここに \bar{P} は平均圧力, I_u は一般流の乱れ強さで (1.5.105), (1.5.106) 式で表わされる。

$$\bar{P} = \frac{\rho}{2} (\bar{U}_\infty^2 + \overline{u_\infty^2}) = \frac{1}{2} \rho \bar{U}_\infty^2 (1 + I_u^2) \quad (1.5.105)$$

$$I_u = \frac{\sqrt{\overline{u_\infty^2}}}{\bar{U}_\infty} = \frac{\sigma_u}{\bar{U}_\infty} \quad (1.5.106)$$

流速変動の確率密度分布が (1.5.88) 式の正規確率密度関数によって近似できるとし, (1.5.104) の右辺の括弧中の第2項は第1項に比べて小さいので省略すると, 圧力変動の確率密度関数は (1.5.107) 式となる。

$$f_p(p) = \sqrt{\frac{\rho}{2(\bar{P}+p)}} \cdot \frac{1}{2\pi \cdot \sigma_u} \cdot e^{-\frac{\left(-\sqrt{\frac{2\bar{P}}{\rho(1+I_u^2)}} + \sqrt{\frac{2(\bar{P}+p)}{\rho}}\right)^2}{2\sigma_u^2}} \quad (1.5.107)$$

また圧力変動の標準偏差は,

$$\sigma_p = \rho \cdot \bar{U}_\infty \cdot \sigma_u \sqrt{1 + \frac{I_u^2}{2}} \quad (1.5.108)$$

となる。⁷⁾なお, 松井他やHolmesは, (1.5.104) の第2項を含んだ式を導びいている。^{7), 9)}

(1.5.108) 式によって計算した確率密度分布と, (1.5.97) 式によって計算した確率密度分布を比較したのが図 1.5.16 である。一般流の乱れ強さが小さい場合, 両者の分布にほとんど差は認められないが, 乱れ強さが大きくなるにつれて, (1.5.108) 式に基づく確率密度分布

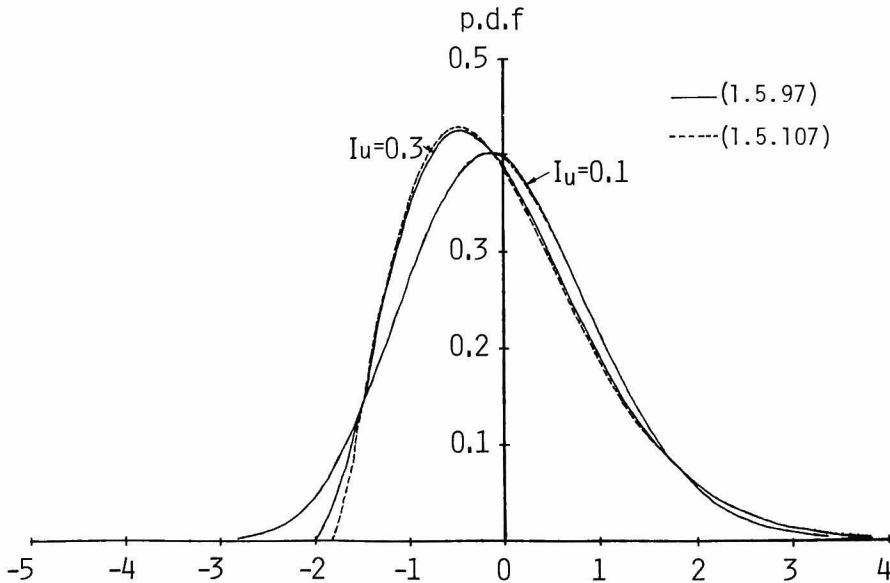


図 1.5.16 簡略法と詳細法の比較, 実線は (1.5.97) 式, 点線は (1.5.107) 式

の方が、若干負圧側での歪度が大きくなるようである。しかし、圧力変動の最大・最小値を求める際に重要となる、確率密度分布の正圧側の裾の方の形は、両者ともほとんどかわらず、(1.5.107)式によって圧力変動の確率密度分布を十分精度よく評価できることがわかる。

1.5.6 最大・最小圧力

前項で示したように、圧力変動の確率密度分布は、 u_∞ 及び v_∞ の高次項を考慮した準静的理論の関係式(1.5.86)式、或いは(1.5.103)式に基づいて導びかれた確率密度関数とよく一致する。したがって、圧力変動の最大値或いは最小値を評価する場合にも、従来用いられてきた線形理論式(1.5.87)式よりも、(1.5.86)式或いは(1.5.103)式に基づいた方が良い結果が得られるのではないかと考えられる。事実、Peterkaの風洞実験結果²⁹⁾や、W. Dalglish⁴³⁾や石崎他⁷⁾の実物による壁面圧力の測定結果によれば、圧力変動の最大値或いは最小値の分布は、線形理論式(1.5.87)式に基づいて計算された値とかなり異なっている。

圧力変動の最大値が p である確率は、圧力変動の正のピーク(極大値)のうち、1個のみが $(p, p+dp)$ の間にあり、他のピークはすべて p を越えないという条件から

$$f_{\max, p}(p) = TN_p \cdot \{1 - q_{\text{peak}, p}(p)\}^{TN_p - 1} \cdot f_{\text{peak}, p}(p) \quad (1.5.109)$$

となる。ここに $f_{\max, p}(p)$ は最大値の確率密度関数、 N_p は単位時間内のピークの平均度数、 T は観測時間、 $q_{\text{peak}, p}$ はピークの超過確率、 $f_{\text{peak}, p}(p)$ はピークの確率密度関数を表わしている。

(1.5.103)式より、圧力変動のピークの超過確率と確率密度関数は、流速変動の超過確率と確率密度関数からそれぞれ(1.5.110)、(1.5.111)式により求めることができる。

$$q_{\text{peak}, p}(p) = q_{\text{peak}, u}\left(-\sqrt{\frac{2\bar{P}}{\rho(1+I_u^2)}} + \sqrt{\frac{2(\bar{P}+p)}{\rho}}\right) \quad (1.5.110)$$

$$f_{\text{peak}, p}(p) = \sqrt{\frac{\rho}{2(\bar{P}+p)}} \cdot f_{\text{peak}, u}\left(-\sqrt{\frac{2\bar{P}}{\rho(1+I_u^2)}} + \sqrt{\frac{2(\bar{P}+p)}{\rho}}\right) \quad (1.5.111)$$

ここに $q_{\text{peak}, u}(u_\infty)$ 、 $f_{\text{peak}, u}(u_\infty)$ はそれぞれ流速変動のピークの超過確率、確率密度関数を表わしている。

D. E. Cartwright, Longuet-Higgins, によれば、流速変動が正規確率過程の場合、その極大値の超過確率及び確率密度関数はそれぞれ(1.5.112)、(1.5.113)式で表わされる。^{44), 45)}

$$q_{\text{peak}, u}(u_\infty) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \int_{\frac{u_\infty}{\sigma_u \cdot \epsilon}}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}x^2} dx + \sqrt{1-\epsilon^2} \cdot e^{-\frac{u_\infty^2}{2\sigma_u^2}} \cdot \int_{-\infty}^{\frac{u_\infty \cdot \sqrt{1-\epsilon^2}}{\sigma_u \cdot \epsilon}} e^{-\frac{1}{2}x^2} dx \right\} \quad (1.5.112)$$

$$f_{\text{peak}, u}(u_\infty) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_u} \cdot \left\{ \epsilon \cdot e^{-\frac{u_\infty^2}{2\sigma_u^2 \cdot \epsilon^2}} + \sqrt{1-\epsilon^2} \frac{u_\infty}{\sigma_u} \cdot e^{-\frac{u_\infty^2}{2\sigma_u^2}} \int_{-\infty}^{\frac{u_\infty \cdot \sqrt{1-\epsilon^2}}{\sigma_u \cdot \epsilon}} e^{-\frac{1}{2}x^2} dx \right\} \quad (1.5.113)$$

ここに

$$\varepsilon = \frac{1}{\sigma_u^2} (\sigma_u^2 \nu_u^2 - \rho_u^4) \quad (1.5.114)$$

$$\sigma_u^2 = \int_0^\infty S_u(n) dn \quad (1.5.115)$$

$$\rho_u^2 = (2\pi)^2 \int_0^\infty n^2 S_u(n) dn \quad (1.5.116)$$

$$\nu_u^2 = (2\pi)^4 \int_0^\infty n^4 S_u(n) dn \quad (1.5.117)$$

である。

x が大きい場合

$$\int_x^\infty e^{-\frac{1}{2}x^2} dx = e^{-\frac{1}{2}x^2} \left\{ \frac{1}{x} + O\left(\frac{1}{x^3}\right) \right\} \quad (1.5.118)$$

と近似できるので, u_∞ が大きい場合

$$q_{\text{peak},u} = \sqrt{1-\varepsilon^2} e^{-\frac{u_\infty^2}{2\sigma_u^2}} \quad (1.5.119)$$

$$f_{\text{peak},u} = \sqrt{1-\varepsilon^2} \cdot \frac{u_\infty}{\sigma_u} \cdot e^{-\frac{u_\infty^2}{2\sigma_u^2}} \quad (1.5.120)$$

となる。

また単位時間内の極大値の平均度数 N_u は

$$N_u = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\nu_u}{\rho_u} = \frac{\int_0^\infty n^4 S_u(n) dn}{\int_0^\infty n^2 S_u(n) dn} \quad (1.5.121)$$

となる。 u_∞ がゼロ点を通る平均度数 $N_{u,0}$ は

$$N_{u,0} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\rho_u}{\sigma_u} = \frac{\int_0^\infty n^2 S_u(n) dn}{\int_0^\infty S_u(n) dn} \quad (1.5.122)$$

となる。また $\sqrt{1-\varepsilon^2}$ は $N_{u,0}/N_0$ と等しい。

圧力変動の確率密度分布を求めるには, (1.5.110) ~ (1.5.113) 式を用いて圧力変動のピークの超過確率及び確率密度関数を求め, それらを (1.5.109) 式に代入すればよい。その場合, 単位時間内の圧力変動のピークの平均度数 N_p を評価することが必要であるが, これは流速変動の場合と同様

$$N_p = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\nu_p}{\rho_p} = \sqrt{\frac{\int_0^\infty n^4 S_p(n) \, dn}{\int_0^\infty n^2 S_p(n) \, dn}} \quad (1.5.123)$$

で表わされる。

1.5.3項によれば、圧力変動のパワースペクトル密度 $S_p(n)$ と流速変動のパワースペクトル密度 $S_u(n)$ は、流速-圧力アドミッタンスを介して (1.5.73) 式によって関係づけられる。

$$S_p(n) = \rho^2 \cdot \bar{U}_\infty^2 \cdot S_u(n) \cdot |\chi_{up}(n)|^2 \quad (1.5.73)$$

また、実際の観測では、観測時間 T と瞬間値の平均化時間 S によって、パワースペクトル密度は、高周波数領域と低周波数領域がカットされた形となり、パワースペクトル密度は (5-124) 式のように変形される。

$$S_p(n) \times = S_p(n) \cdot \left\{ 1 - \frac{\sin^2 \pi T n}{(\pi T n)^2} \right\} \cdot \frac{\sin^2 \pi S n}{(\pi S n)^2} \quad (1.5.124)$$

したがって

$$N_p = \sqrt{\frac{\int_0^\infty n^4 \cdot S_u(n) \cdot |\chi_{up}(n)|^2 \cdot \left\{ 1 - \frac{\sin^2 \pi T n}{(\pi T n)^2} \right\} \cdot \frac{\sin^2 \pi S n}{(\pi S n)^2} \cdot dn}{\int_0^\infty n^2 \cdot S_u(n) \cdot |\chi_{up}(n)|^2 \cdot \left\{ 1 - \frac{\sin^2 \pi T n}{(\pi T n)^2} \right\} \cdot \frac{\sin^2 \pi S n}{(\pi S n)^2} \cdot dn}} \quad (1.5.125)$$

となる。(1.5.122) 式で示されるバンドパスフィルターの効果は、 N_p の計算では積分範囲 $(0, \infty)$ を $(0.5/T, 0.5/S)$ に置換したものにはほぼ等しい。

(1.5.125) 式を平均流速及び乱れのスケールを用いて無次元化すると、

$$\begin{aligned} N_p &= \left(\frac{\bar{U}_\infty}{L_x} \right) \cdot \sqrt{\frac{\int_0^\infty \tilde{n}^4 \cdot S_u(\tilde{n}) \cdot |\chi_{up}(\tilde{n} \cdot \frac{B}{L_x})|^2 \cdot \left\{ 1 - \frac{\sin^2 \pi T \tilde{n}}{(\pi T \tilde{n})^2} \right\} \cdot \frac{\sin^2 \pi S \tilde{n}}{(\pi S \tilde{n})^2} \cdot d\tilde{n}}{\int_0^\infty \tilde{n}^2 \cdot S_u(\tilde{n}) \cdot |\chi_{up}(\tilde{n} \cdot \frac{B}{L_x})|^2 \cdot \left\{ 1 - \frac{\sin^2 \pi T \tilde{n}}{(\pi T \tilde{n})^2} \right\} \cdot \frac{\sin^2 \pi S \tilde{n}}{(\pi S \tilde{n})^2} \cdot d\tilde{n}}} \\ &= \left(\frac{\bar{U}_\infty}{L_x} \right) \cdot g \left(\frac{B}{L_x}, \frac{T \bar{U}_\infty}{L_x}, \frac{S \bar{U}_\infty}{L_x} \right) \\ \tilde{n} &= \frac{n \cdot L_x}{\bar{U}_\infty} \end{aligned} \quad (1.5.126)$$

となる。したがって観測時間内におけるピークの総数は、

$$TN_p = \frac{T \bar{U}_\infty}{L_x} g \left(\frac{B}{L_x}, \frac{T \bar{U}_\infty}{L_x}, \frac{S \bar{U}_\infty}{L_x} \right) \quad (1.5.127)$$

となり、 B/L_x 、 $T \bar{U}_\infty / L_x$ 、 $S \bar{U}_\infty / L_x$ のみの関数となる。

図 1.5.17、1.5.18 は正四角柱の風上面中央点における圧力変動の最大値の確率密度分布を示している。最大値の確率密度分布は、測定記録を互いに重複しない 100 個の記録に分割し、それ

それぞれの記録の最大値を求め、それら100個の最大値に基づいて作成したものである。図中の実線は流速変動のパワースペクトル密度に(1.3.5)式の $kármán$ のスペクトルを、流速-圧力アドミッタンスに(1.5.77)式を用いて、(1.5.109)式から計算した圧力変動の最大値の確率密度分布を示している。多少のバラツキは認められるが、実験値と理論値はよく一致しているといえる。

また図中の点線は、圧力変動が流速変動の線形変換となる場合の最大風圧の確率密度分布を示している。図1.5.17, 1.5.18 から明らかなように、線形理論の場合には、理論による最小圧力の平均値は実験値よりかなり小さく、また確率密度分布の形は実験値よりかなり巾が狭くピーク値が大きい。このように最小圧力を線形理論で評価した場合、かなり過小評価となる。

図1.5.19は、正四角柱の迎角70°の側面の風上の角近くの点に作用する圧力変動の最小値の確率密度分布を示したものである。この付近は、前述したようにいわゆる局部負圧領域でこの付近に作用する最小圧力の大きさを調べることは、外装材等の設計上きわめて重要である。図1.5.19より明らかなように、このような領域における圧力変動の最小値の確率密度分布に関しても、上述した理論に基づく値と実験値ときわめてよく対応しており、局部負圧領域に対しても上述した理論で圧力変動の最小値を評価できることがわかる。なお、図1.5.19中の理論値の計算では、流速-圧力アドミッタンスを1としている。

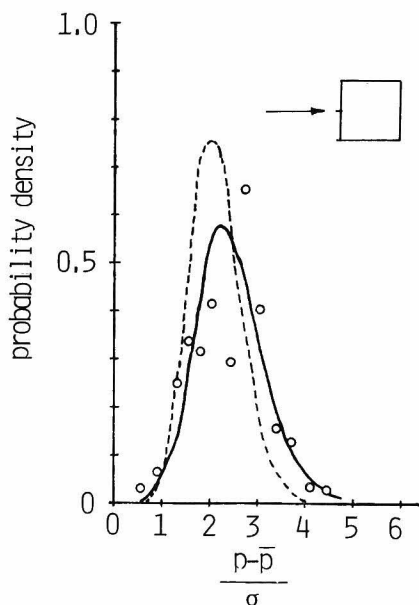


図 1.5.17 最大値の確率密度分布（正圧），風上面中央点，格子1， $B/L_x=1.47$

$$\frac{T\bar{U}}{L_x} = 1.9, \quad \frac{S\bar{U}}{L_x} = 0.47, \quad \text{実線は非線形理論, 点線は線形理論}$$

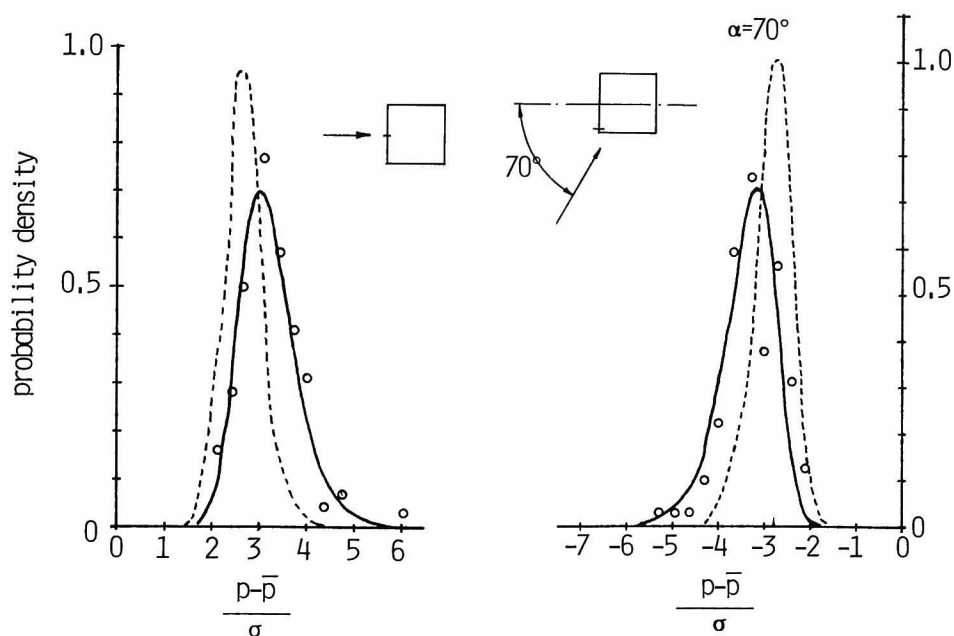


図 1.5.18 最大値の確率分布（正圧）， 図 1.5.19 最小値の確率密度分布（負圧），

風上面の中央点，格子 1， $\alpha=0^\circ$ ， $B/L_x=1.47$

$$\frac{T\bar{U}}{L_x} = 7.5, \frac{S\bar{U}}{L_x} = 0.47$$

実線は非線形理論，点線は線形理論

側面風上側端点，格子 1， $\alpha=70^\circ$ ，

$$B/L_x = 1.49$$

$$\frac{T\bar{U}}{L_x} = 7.5, \frac{S\bar{U}}{L_x} = 0.47$$

実線は非線形理論，点線は線形理論

1.5.7 ピークファクター

設計用の圧力を定める場合，一般に^(注)は圧力変動の最大値の平均値を基準にして定めるのが普通である。圧力変動の最大値の平均値は，前項で示した最大値の確率密度分布の 1 次モーメントで与えられる。即ち

$$\overline{p_{\max}} = \int_0^{\infty} p \cdot f_{\max, p}(p) dp \quad (1.5.128)$$

ここに $\overline{p_{\max}}$ は最大値の平均値を表わしている。ここで $f_{\max, p}(p) dp = f_{\max, u}(u_{\infty}) du_{\infty}$ の関係を用いると

$$\overline{p_{\max}} = \int_0^{\infty} p \cdot f_{\max, u}(u_{\infty}) du_{\infty} \quad (1.5.129)$$

となる。

p と u_∞ の関係式として、 u_∞ の高次項の影響を考慮した (1.5.103) 式を用いると、(1.5.129) 式は、

$$\begin{aligned}\overline{p_{\max}} &= \int_0^\infty \left\{ \rho u_\infty \bar{U}_\infty + \frac{1}{2} \rho u_\infty^2 + \frac{1}{2} \rho \overline{u_\infty^2} \right\} f_{\max, u}(u_\infty) du_\infty \\ &= \rho \bar{U}_\infty \cdot \overline{u_{\max}} + \frac{1}{2} \rho (\overline{u_{\max}^2} + \sigma_{u_{\max}}^2) - \frac{1}{2} \rho \sigma_u^2 \quad (1.5.130)\end{aligned}$$

となる。ここに u_{\max} , $\sigma_{u_{\max}}$ はそれぞれ流速変動の最大値の平均値と標準偏差を表わしている。

Cartwright, Longuet-Higgins によれば

$$\overline{u_{\max}} = g_1 \cdot \sigma_u \quad (1.5.131)$$

$$\sigma_{u_{\max}} = g_2 \cdot \sigma_u \quad (1.5.132)$$

$$g_1 = \sqrt{2 \ln T \cdot N_{p,0}} + \frac{0.577}{\sqrt{2 \ln T \cdot N_{p,0}}} \quad (1.5.133)$$

$$g_2 = \left(\frac{\pi}{\sqrt{6}} \right) \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{2 \ln T \cdot N_{p,0}}} \right) \quad (1.5.134)$$

である。ここに $N_{p,0}$ は、圧力変動がゼロ点を横切る単位時間当りの平均度数を表わしている。
(1.5.131) ~ (1.5.134) 式より

$$\overline{p_{\max}} = \rho \cdot \bar{U}_\infty \cdot \sigma_u \cdot \left\{ g_1 + \frac{I_u}{2} (g_1^2 + g_2^2 - 1) \right\} \quad (1.5.135)$$

となる。

圧力変動のピークファクター g_p は、圧力変動の最大値の平均値と標準偏差の比で定義される。
即ち

$$g_p = \frac{\overline{p_{\max}}}{\sigma_p} \quad (1.5.136)$$

である。ここに σ_p は圧力変動の標準偏差を表わしている。

ところで、圧力変動の標準偏差は、(1.5.108) 式で表わされるので g_p は、

$$g_p = \frac{g_1}{\sqrt{1 + \frac{1}{2} I_u^2}} \left\{ 1 + \frac{I_u}{2} \left(g_1 + \frac{g_2^2}{g_1} - \frac{1}{g_1} \right) \right\} \quad (1.5.137)$$

となる。 $T N_p$ が大きい場合、 $g_2^2 / g_u \ll 1$ となり上式の括弧の第 2 項は省略することが可能であ

注) 設計用の圧力を、圧力変動の最大或いは最小値の平均値から決めることは、必ずしも妥当とはいえないかも知れない。なぜなら、図 1.5.16, 17 に示したように圧力変動の最大値のうち 10% の部分は、 $T \bar{U}_\infty / L_x = 19$ の場合 $\overline{p_{\max}}$ の約 1.5 倍、 $T \bar{U}_\infty / L_x = 75$ の場合には $\overline{p_{\max}}$ の約 1.4 倍以上となるからである。したがって、設計用の圧力の基準として、圧力変動の最大値の平均値を考えた場合、若干危険となる恐れがある。

なお、危険の度合は、平均圧力の大きさと変動圧力の大きさに応じて定まる。

る。また g_1 は (1.5.131) 式の定義から明らかなように、流速変動のピークファクター g_u であるから、

$$g_p = \frac{g_u}{\sqrt{1 + \frac{1}{2} I_u^2}} \left\{ 1 + \frac{I_u}{2} \left(g_u - \frac{1}{g_u} \right) \right\} \quad (1.5.138)$$

となる。上式は松井等が導びいた式と同じである。⁸⁾ また $I_u \ll 1$ の場合には

$$g_p = g_u \left\{ 1 + \frac{I_u}{2} \left(g_u - \frac{1}{g_u} \right) \right\} \quad (1.5.139)$$

となる。

一方流速変動と圧力変動の関係が線形の場合には、

$$g_p = g_u \quad (1.5.140)$$

である。

なお、負圧の場合の最小圧力の評価の場合、 $\overline{p_{\max}}$ を $|\overline{p_{\min}}|$ とすればよい。

図 1.5.20 は、正四角柱の迎角 0° の風上面中央点の圧力変動のピークファクターが、観測時間と平均化時間に伴ってどのように変化するかを示したものである。図 1.5.20 で定義したピークファクターは、計算した平均化時間が最も小さい $S\bar{U}/L_x = 0.1$ のときの圧力変動の標準偏差を

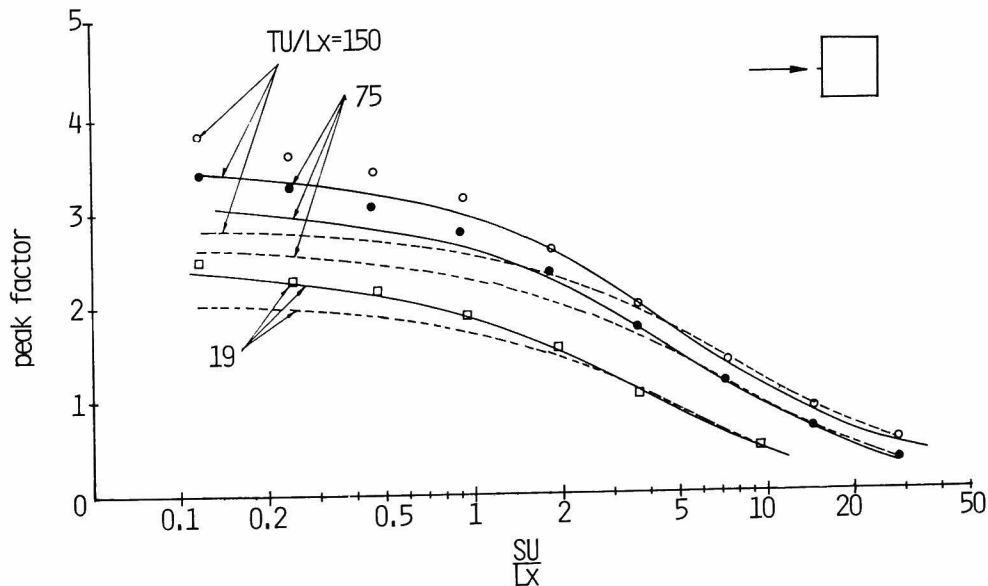


図 1.5.20 平均化時間とピークファクターの関係，風上面中央点，格子 1， $\alpha = 0^\circ$ ， $B/L_x = 1.47$ ， 実線は非線形理論，点線は線形理論

基準としている。圧力変動の標準偏差は平均化時間とともに減少するので、平均化時間に対応した標準偏差を用いる場合には、図 1.5.20 よりピークファクターは大きい。理論値と実験値を比較した場合、平均化時間が小さい場合、若干理論値は実験値より小さいが、全体的にはほぼ一致しているといえる。また点線は線形理論に基づいた場合であるが、当然のことながら、この場合には値は大きく異っている。

また図 1.5.21 は、正四角柱の迎角 0° の風上面中央点と、迎角 70° の側面の風上側の点の圧力変動のピークファクターを示している。図よりわかるように、局部負圧についても、理論値と実験値はよく一致し、(1.5.139) 式が局部負圧に関しても有効ことがわかる。また、図中の三角印は、流速変動のピークファクターを示しているが、こちらも理論値とよく一致している。

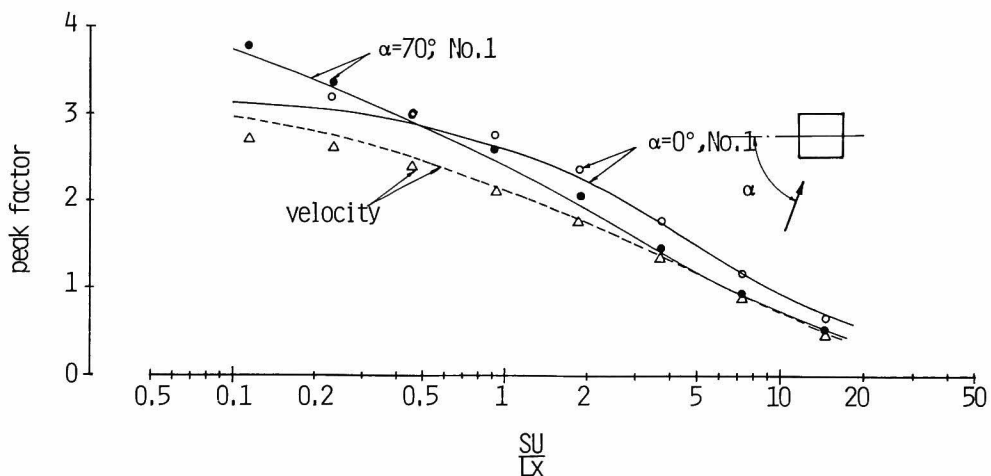


図 1.5.21 平均化時間とピークファクターの関係，格子 1， $B/L_x = 1.47$

○ $\alpha = 0^\circ$ ，No. 5，● $\alpha = 70^\circ$ ，No. 1，△ 一般流の主流方向の流速変動，
実線は非線形理論，点線は線形理論

1.6 ま と め

本章で明らかにされた結果を項目別にまとめると、以下の通りとなる。

圧力係数

- (1) 風上面の平均圧力係数は、一般流の乱れ強さや乱れのスケールによってほとんど影響されず、Roshko の自由流線理論解とよく一致する。したがって、風上面に関しては、Roshko の自由流線モデルによって平均圧力係数を非常によく表現することが可能である。
- (2) 側面の平均圧力係数の分布は、一般流の乱れ強さの影響を強くうける。乱れ強さが大きくなるにつれ、剥離流の再付着点が風上側に近づき、側面の風上端での平均圧力の低下域が挟まる。この原因は、剥離流の外側の乱れが内側の流体を連行し、剥離流の外側への成長を妨げることにある。

一方、側面の平均圧力係数分布に対する乱れのスケールの影響はきわめて小さい。

- (3) 変動圧力係数は、どの迎角においても乱れのスケールの影響をうけ、角柱の巾と乱れのスケールの比 B/L_x の増大とともに、(1.4.10) 式のようにべき乗に比例して減少する。

$$C_{p,rms} \propto \left(\frac{B}{L_x} \right)^\alpha \quad (1.4.10)$$

上式において、指数 α が最も小さい場合、即ち変動圧力係数が最も B/L_x の影響を受け易い場合は、背面(迎角 180°)の場合で、 $\alpha = -0.44$ となった。

- (4) 風上面では、変動圧力係数は乱れ強さに比例して増大するが、側面や背面では風上面と逆に、乱れが大きくなるにしたがって変動圧力係数は減少する。この原因は、乱れの増大とともに角柱の後流における周期的交番渦の発生が抑えられることにありとえられる。
- (5) 側面の平均及び変動圧力係数分布は、角柱の巾を基準長さとした場合には、辺長比が変化してもほぼ相似形を保つ。したがって、角柱の側面近傍の流れは、角柱の巾のみによって支配され、ほとんど角柱の奥行の影響を受けないと考えられる。このように、側面近傍の流れが角柱の巾のみによって支配されるという状態は、非定常翼理論の仮定と本質的に異なる点であり、非定常翼理論では、側面に作用する圧力変動の性状を十分予測できない。

パワースペクトル密度

- (6) 風上面のよどみ点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度は、低周波数領域においては準静的理論と一致するが、高周波数領域では、乱れの急激な変形に関する理論により導びかれるように、 B/L_x が大きくなるとともにスペクトル密度は小さくなる。これは高周波数領域でのスペクトルの減少勾配が、流速変動の場合 $-5/3$ 乗よりもかなり大きく、 -3 乗程度にも達することが原因である。なお乱れの急激な変形に関する理論から導びかれる高周波数領域のスペクトルの減少勾配は -3 乗よりもかなり大きく、この理論では、スペクトル密度の変化の定性的な傾向は把握できるが、定量的評価は難かしい。
- (7) 風上のよどみ点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度は、流速変動のパワースペ

クトル密度に、流速を圧力に変換する線形変換子、流速-圧力アドミッタンスを乗じることによって評価することができる。この流速-圧力アドミッタンス $| \chi_{up}(n) |^2$ は、乱れのスケールや乱れ強さに関係なく nB/U_∞ のみの関数として (1.5.77) 式で表わされる、

$$| \chi_{up}(n) |^2 = \frac{1}{\left\{ 1 + 20 \left(\frac{nB}{U_\infty} \right)^2 \right\}^{\frac{2}{3}}} \quad (1.5.77)$$

- (8) 風上面のよどみ点より風上側では、圧力変動のパワーは著じるしく増大し、低周波数領域においても準静的理論解と一致しない。
- (9) 側面の圧力変動のパワースペクトル密度は、乱流中に発生する周期的交番渦の影響を受け $nB/U_\infty = 0.12$ 付近にスペクトルピークが存在する。
- (10) 側面の圧力変動は、風上から近づいてくる乱れと、後流中に発生する周期的交番渦の両方の影響を受ける。風上から近づいてくる乱れの影響が特に大きい領域は剥離流の再付着点近傍である。
- (11) 側面の風上端からの距離が同じ場合、辺長比が異なってもパワースペクトル密度は、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近を除けば、ほとんど変化しない。したがって、側面の圧力変動のパワースペクトル密度についても、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近を除けば、圧力係数と同様、角柱の巾が基準長さとなり、奥行はほとんど関係しない。
- (12) 側面の圧力変動のパワースペクトル密度は、高周波数領域においては、乱れのスケールの影響をほとんど受けず、ほぼ角柱の巾のみを基準とした関数として (1.4.13) 式で表わすことができる。

$$\frac{S_p(n)}{\rho^2 \cdot U_\infty^3 \cdot B} = f_1 \left(\frac{nB}{U_\infty} \right) \quad (1.4.13)$$

一方、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近の圧力変動のパワースペクトル密度は、(1.4.15) 式のように表わすことができる。

$$\frac{S_p(n)}{\rho^2 \cdot U_\infty^3 \cdot B} = \frac{L_x}{B} \cdot f_2 \left(\frac{nB}{U_\infty} \right) \quad (1.4.15)$$

上式は、後流の交番渦に伴う圧力変動が、 B/L_x に逆比例して減少することを示している。

- (13) 背面の圧力変動は、両側面から放出される渦の影響を同時にうける。乱流中(格子1)の辺長比0.5の角柱の背面の圧力変動のパワースペクトル密度には端点付近では $nB/U_\infty = 0.12$ 付近に、中央点では $nB/U_\infty = 0.24$ に、その中間点には $nB/U_\infty = 0.12$ と 0.24 の両方にスペクトルピークが認められ、位置によって両側面から放出される渦の影響のし方に違いがある。

一方正四角柱の場合には、端点付近では $nB/U_\infty = 0.12$ 付近にスペクトルピークはあるが、中央点では顕著なスペクトルピークは存在しない。

- (14) 背面の中央点の圧力変動のパワースペクトル密度は、全周波数領域にわたってほぼ (1.4.16) 式で表わすことができる。

$$\frac{S_p(n)}{\rho^2 \cdot U_\infty^3 \cdot B} = \frac{L_x}{B} \cdot f_4\left(\frac{nB}{U_\infty}\right) \quad (1.4.16)$$

したがって、背面の変動圧力係数は

$$C_{p, rms} \propto \left(\frac{B}{L_x}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

となり、 B/L_x の平方根に逆比例して減少する。これは、ほぼ(3)で述べた結果に一致する。

相互相関係数

- (15) 風上面の圧力変動の断面内方向のスケールは、一般流のスケールよりかなり大きく、 B/L_x が大きい程大きくなる。
- (16) 風上面の圧力変動の断面内方向のコ・コヒーレンス (規準化コスペクトル) は、流速変動のコ・コヒーレンスよりも全周波数領域にわたって大きく、しかも ξ/L_x (ξ は測点間の距離) や B/L_x の影響を受けず、無次元周波数 $n\xi/U_\infty$ の指数関数 $e^{-4n\xi/U_\infty}$ で表わすことができる。
- (17) 側面風上端の圧力変動を基準とした断面内方向の相互相関係数の分布形状は、平均圧力係数の分布形状と同様、再付着点近傍での値が小さい凹型分布となる。
- (18) 側面の圧力変動の断面内方向の相互相関係数の分布形状は、圧力係数と同様 B/L_x が違っても相似となる。しかし相互相関係数は B/L_x が大きい方が小さい。これは、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近の圧力変動成分の相関が、 B/L_x の増大に伴って減少することが原因であり、他の無次元周波数域での相関はほとんど B/L_x の影響を受けない。
- (19) 側面の圧力変動の断面内方向の相互相関係数は、圧力係数と同様、辺長比の影響をほとんど受けない。
- (17)~(19)に示したように、側面の断面内方向の相互相関係数は、圧力係数やパワースペクトル密度と同様の傾向を示す。
- (20) 軸方向の圧力変動のスケールは、迎角 0° の場合が最も小さく、一般流の流速変動の軸方向スケールの約 1.5 倍であり、断面内方向同様迎角の増大とともに大きくなる。円柱に関する乱れの急激な変形に関する理論のように、角柱の中央点に関しては風上面の場合、圧力変動の rms 値とスケールの積はほぼ一定となる。
- (21) 側面の圧力変動の軸方向の相関は、断面内方向と同様、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近が最も大きい。また $nB/U_\infty = 0.12$ 付近の相関値は、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近の圧力変動が大きい程大きくなる。
- (22) 風上面の圧力変動の軸方向スケールは、断面内方向と同様、 B/L_x の増大に伴って大きくなる。

- ㉓ 風上面の圧力変動の軸方向のコ・コヒーレンスは、断面内方向と同様、流速変動のコ・コヒーレンスより大きくなるが、断面内方向と異なり ξ/L_x 及び B/L_x の影響が大きく、 $n\xi/U_\infty$ のみの関係では表わされない。
- ㉔ 側面の圧力変動の鉛直方向のコ・コヒーレンスは、パワースペクトル密度と同様、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近では B/L_x とともに減少するが、他の周波数領域においては、コヒーレンスはほとんど変化しない。
- したがって、圧力変動の相関に対する乱れのスケールや辺長比の影響は断面内及び軸方向の場合とも、圧力変動のパワースペクトル密度に対する影響とほとんど等しい。このことは、圧力変動の広がりや強さとの間に密接な関係があることを示している。
- ㉕ 風上面の圧力変動の性状は、よどみ点から風下へと移動する。移動速度は、 $n\xi/U_\infty < 0.25$ の範囲ではほぼ一定であり、迎角 0° の場合約 $1.6 U_\infty$ で、迎角の増大とともに減少し、迎角が約 20° 以上では一定となり、ほぼ一般流の流速 U_∞ に等しい。
- ㉖ 側面においても、圧力変動は再付着点より風上では、風上から風下へと移動する。移動速度は、迎角 70° の場合 $0.2 U_\infty$ で、迎角の増大とともに大きくなる。また再付着点の風上側と風下側では圧力変動の位相が逆転することがある。
- ㉗ 両側面に作用する圧力変動のコ・コヒーレンスは、 $nB/U_\infty = 0.12$ 付近で最も大きい。またこの周波数付近での両側面の圧力変動の位相差は、迎角 70° では 1.4π 、 80° では 1.2π 、 90° では π となる。また、このように位相が反転するのは $nB/U_\infty = 0.12$ 付近のみでなく、 $nB/U_\infty = 0.10 \sim 0.30$ の広い周波数領域に及ぶ。

確率密度分布

- ㉘ 風上側の圧力変動の確率密度分布は、正圧側に偏った非対称の分布形を示す。この原因は、圧力変動が流速変動の高次項の影響をうけるため、この高次項の影響を考慮した準静的理論解 (1.5.97), (1.5.107) 式と実験結果は非常によく一致する。
- ㉙ 側面及び背面の圧力変動の確率密度分布は、風上面と逆に、負圧側に偏った分布形を示す。(9)で述べたように、側面の圧力変動は後流渦の影響を強くうけるにもかかわらず、その確率密度分布は風上側と同様、風上から近づいてくる乱れの影響のみを考慮した準静的理論解とほぼ一致する。
- ㉚ 側面の再付着点近傍の圧力変動の確率密度分布は、他の部分と大きく異なり、尖度の大きい分布形状を示す。この原因は、この付近の圧力変動が変動巾の小さい緩やかな変動と、パルス状の急激な変動とを間歇的に重ねたような非定常な性状を示すことによる。
- ㉛ 最大及び最小圧力の確率密度分布及びピークファクターは、㉘, ㉙の圧力変動の確率密度の評価の場合と同様、流速変動の高次項を考慮した準静的理論解とよく一致する。特に外装材の設計で一番問題となる、側面最上端付近の局部負圧の評価に対しても、この方法はきわめて有効である。

参 考 文 献

- 1) Vickery, B.J.: Fluctuating Lift and Drag on a Long Cylinder of Square Cross-Section in a Smooth and in a Turbulent Stream, Jour. Fluid Mech., Vol. 25, Part 3, 1966, pp.481~494.
- 2) 桂順治：直方形建築物に加わる風圧力に関する基礎的研究，京都大学博士論文，1976.
- 3) Lee, B.E.: The Effect of Turbulence on the Surface Pressure Field of a Square Prism, Jour. Fluid Mech., Vol. 69, Part 2, 1975, pp.263~282.
- 4) Lee, B.E.: Some Effects of Turbulence Scale on the Mean Forces on a Bluff Body, Jour. Industrial Aerodynamics, Vol. 1, 1977, pp.361~370.
- 5) 宮崎正男，宮田利雄：乱流中の角柱の空力応答特性と乱れのスケールの効果，構造物の耐風性に関する第5回シンポジウム，1978, pp191~198.
- 6) Laneville, A., I.S. Gartshore and G.V. Parkinson: An Expranation of Some Effects of Turbulence on Bluff Bodies, 4th International Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, 1975, pp.333~341.
- 7) 石崎澁雄，河井宏允：高層建築物に作用する風圧力について—大阪ホテルプラザでの風圧観測結果—，JSSC, Vol. 14, No. 155, 1978, pp 66~72.
- 8) 松井源吾，須田健一，永井亮一：高層建築物に作用する風圧力について—早稲田大学51号館における実測をもとにして，日本建築学会論文報告集，第299号，1981, pp9~20.
- 9) Holmes, J.D.: Non-Gaussian Characteristics of Wind Pressure Fluctuations, Jour. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 7, No. 1, 1981, pp.103~108.
- 10) Batchelor, G.K. and A.A. Townsend: Decay of Vorticity in Isotropic Turbulence, Proc. Roy. Soc. A190, 1947, pp.534~550.

- 11) Hinze, J.O.: Turbulence, 2nd Edition, McGraw-Hill, 1975.
- 12) Baines, W.D. and E.G. Peterson: Investigation of Flow through Screens, ASME, 1951, pp.467~480.
- 13) Townsend, A.A.: The Structure of Turbulent Shear Flow, 2nd Ed., Cambridge Univ. Press, 1980.
- 14) Comte-Bellot and Corrsin, S.: Simple Eulerian Time Correlation of Full and Narrow-Band Velocity Signals in Grid Generated "Isotropic Turbulence", Jour. Fluid Mech., Vol. 48, 1969, pp.273~337.
- 15) Favre, A.J., J.J. Gaviglio and R.J. Dumas: Space-Time Double Correlations and Spectra in a Turbulent Boundary Layer, Jour. Fluid Mech., Vol. 2, 1957, pp.313~342.
- 16) Roberts, J.B.: Coherence of Grid-Generated Turbulence, Jour. Engineering Mech. ASCE, Vol. 99, 1973, pp.1227~1245.
- 17) 溝田武人：非粘性渦点モデルによる角柱まわりの流れの数値解析，第 5 回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集，1978，pp 155~162.
- 18) Roshko., A.: A New Hodograph for Free-Streamline Theory, Naca Technical Note 3168.
- 19) 石崎澁雄，河井宏允：角柱表面の風圧変動とその周囲の風速変動の相関について，構造物の耐風性に関する第 4 回シンポジウム論文集，1974，pp 133~140.
- 20) Blackman, R.B. and J.W. Turkey: The Measurement of Power Spectra, Dover Book, 1956.
- 21) Bendet, J.S. and A.G. Piersol: Random Data: Analysis and Measurement Procedures, John-Wiley & Sons, 1971.
- 22) Bearman, P.W.: Some Measurements of the Distortion of Turbulence Approaching a

Two-Dimensional Bluff Body, Jour. Fluid Mech., Vol. 53, Part 3, 1972, pp.451~467.

- 23) Surry, D.: Some Effects of Intense Turbulence on the Aerodynamics of a Circular Cylinder at Subcritical Reynolds Number, Jour. Fluid Mech., Vol. 52, Part 3, 1972, pp.543~563.
- 24) 川口彰久, 本間義教, 武田寿一: 超高層建築物に作用する風荷重—大阪大林ビルでの実測(その2)。第6回風工学シンポジウム論文集, 1980, pp139~146.
- 25) 藤本盛久, 大態武司, 天野輝久, 赤木久真: 中野電々ビルにおける風圧実測, 第5回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集1978, pp115~122.
- 26) 松井源吾, 田村幸雄, 樋口久吾, 須田健一: 高層建築物に作用する風圧力の実測, 第5回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集, 1978, pp107~114.
- 27) Vickery, B.J. and A.G. Davenport: A Comparison of Theoretical and Experimental Determination of the Response of Elastic Structure to Turbulent Flow, Proc. Research Seminar on Wind Effects on Buildings and Structures, 1967, pp.705~738.
- 28) Davenport, A.G.: The Application of Statistical Concepts to the Wind Loading of Structures, Proc. Inst. Civil Engineers, Vol. 19, 1961, pp.449~472.
- 29) Peterka, J.A. and Cermak, J.E.: Wind Pressures on Buildings-Probability Densities, Jour. Structural Division, ASCE, Vol. 101, 1975, pp.1255~1267.
- 30) Hunt, J.C.R.: A Theory of Turbulent Flow round Two-Dimensional Bluff Bodies, Jour. Fluid Mech., Vol. 61, Part 4, 1973, pp.626~706.
- 31) Hunt, J.C.R.: Turbulent Velocity near and Fluctuating Surface Pressure on Structures in Turbulent Winds, 4th International Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, Heathlow, 1975, pp.309~320.
- 32) Sears, W.R.: Some Aspects of Non-Stationary Airfoil Theory and Its Practical Application, Jour. Aeronaut. Science, Vol. 8, 1941, pp.104~108.

- 33) Davenport, A.G.: Note on the Distribution on the Largest Value of a Random Function with Application to Gust Loading, Proc. Inst. Civil Engrs. Vol. 19, 1961, pp.449~472.
- 34) Batchelor, G.K.: Theory of Homogeneous Turbulence, Cambridge University Press.
- 35) Batchelor, G.K. and I. Proudman: The Effect of Rapid Distortion of a Fluid in Turbulent Motion, Quart. Jour. Mech., Appl. Math., Vol. 7, 1967, pp.33~103.
- 36) Townsend, A.A.: The Structure of Turbulent Shear Flow, 2nd Ed., Cambridge University Press, 1976.
- 37) Fung, Y.C.: An Introduction to the Theory of Aeroelasticity, Dover, 1969.
- 38) Hunt, J.C.R.: A Theory for Fluctuating Pressures on Bluff Bodies in Turbulent Flows, IUTAM-IAHR Symp. on Flow Induced Vibrations, Karlsruhe, 1972, pp.190~203.
- 39) Durbin, P.A. and J.C.R. Hunt: On Surface Pressure Fluctuations beneath Turbulent Flow round Bluff Bodies, Jour. Fluid Mech., Vol. 100, Part 1, 1980, pp.161~184.
- 40) Liepmann, H.W.: On the Application of Statistical Concepts to the Buffeting Problem, Jour. Aeronaut. Science, Vol. 19, 1952, pp.793~800.
- 41) 河井宏允, 石崎滂雄: 乱流中における2次元角柱の風上面に作用する風圧変動について, 日本建築学会論文報告集, 300号, 1981, pp 31~39.
- 42) Vaicaitis, R. and E. Simiu: Nonlinear Pressure Terms and Alongwind Response, Jour. Structural Division, ASCE, Vol. 103, pp.903~906.
- 43) Dalglish, W.A., J.T. Templin and K.R. Cooper: Comparisons of Wind Tunnel and Full-Scale Building Surface, Wind Engineering, Vol. 1, Pergamon Press, 1979, pp.553~566.
- 44) Cartwright, D.E. and M.S. Longuet-Higgins: The Statistical Distribution of the

Maxima of a Random Function, Proc. Roy. Soc., Vol. 237, 1956, pp.212~232.

- 45) Cartwright, D.E.: On Estimating the Mean Energy of Sea Waves from the Highest Waves in a Record, Proc. Roy. Soc. Vol. 247, 1958, pp.22~48.

第2章 2次元角柱の風上における乱れ特性とその風上面に作用する圧力変動との関係

2.1 序

第1章で明らかにしたように、角柱の風上面に作用する圧力変動の主要因は、風上から近づいてくる乱れにあると考えられる。しかし、圧力変動のパワースペクトル密度や相互相関係数は、準静的理論やラチス理論によって導びかれるように、一般流の流速変動のパワースペクトル等と同じではなく、若干の差が認められる。これらの差は、乱れの急激な変形に関する理論を用いた Hunt の解析によって示されたように、角柱の風上で乱れが変形することの影響により生じるものであると考えられる^{1),2),3)}。本章では、2次元正四角柱の風上における乱れ特性が、角柱の近傍でどのように変化し、その変化が角柱の風上面に作用する圧力変動の特性にどのような影響を及ぼすかを、格子乱流中にある2次元正四角柱に関する実験結果と乱れの急激な変形に関する理論による値を比較しながら考察する。

2.2 実験方法

実験は、第1章で述べた実験と同様、京都大学防災研究所のゲッチンゲン型風洞で行った。実験状態は以下に示す4点を除いては、第1章で述べたものと同じである。

- (1) 使用した角柱は、断面が $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ と $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ の正四角柱である。
- (2) 迎角は 0° の場合のみである。
- (3) 角柱の風上での乱れ特性を測定するため、熱線流速計を第1章の図1.2.2に示した位置に固定せず、自由に移動できるようにした。
- (4) 使用した乱流格子は格子1のみである。

2.3 実験結果

2.3.1 角柱の風上における乱れの特性

平均流速

第1章で示したように、乱れの急激な変形に関する理論では(1.5.35)式の条件より、角柱の周囲の平均流場が乱れによって影響されず、乱れのない一様流における平均流場に等しいことが導びかれる。図2.3.1は、角柱の風上面のよどみ点を通る流線上(以後よどみ線(stagnation line)と呼ぶことにする。)の平均流速が、角柱からの距離によってどのように変化するかを示したものである。図2.3.1の実線は、Roshkoの自由流線理論による計算結果を示している。⁴⁾ 2次元ブラックボディに関するP.W. Bearmanの実験結果と同様、角柱の風上における平均流速は乱れのスケールによってほとんど影響されず、Roshkoの自由流線理論による値ときわめてよく一致する。⁵⁾

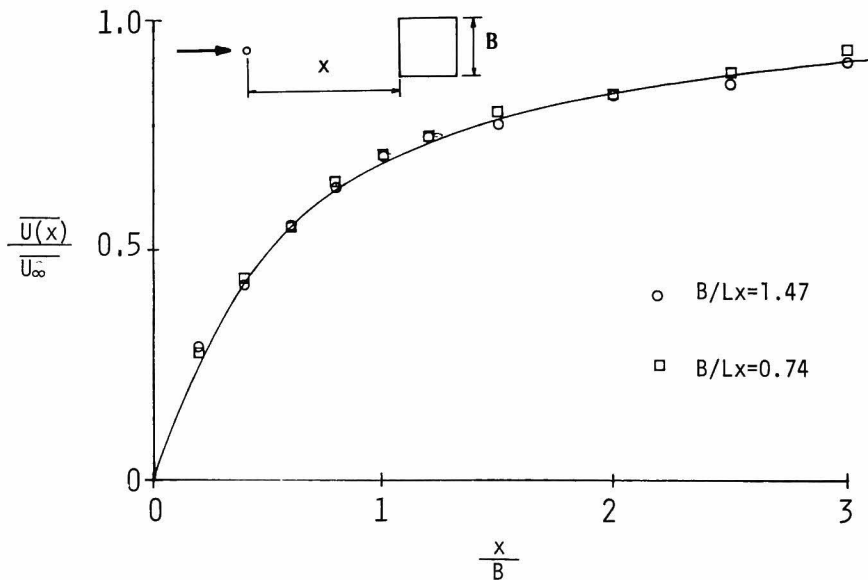


図 2.3.1 角柱の風上における平均流速, 格子 1, $\alpha = 0^\circ$, 実線は A. Roshko の自由流線理論⁴⁾

乱れ強さ

次に、角柱の風上における平均流場の変化が、風上における乱れの特性にどのような影響を及ぼすかを考察する。図2.3.2は、よどみ線上の流速変動の主流方向成分の r.m.s 値を一般流の流速変動の r.m.s 値で無次元化した量を表わしたものである。1.3 節で示したように、一般流の乱れ強さは、乱れが粘性によって逸散するため流下方向へ向かうにつれて減少するので、図2.3.2では(1.3.1)式にしたがって、乱れ強さの補正を行った。図2.3.2中の白丸・白四角が本実験結果を、黒丸・黒四角が Hunt によって示された Todd と Sedgarick の実験結果を示している。²⁾

図 2.3.2 より、

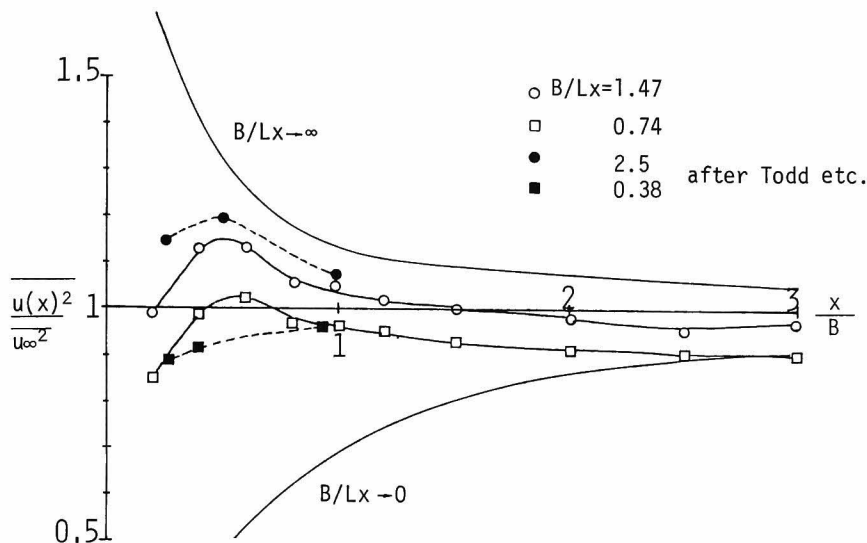


図 2.3.2 角柱の風上における主流方向の流速変動の強さ，格子 1， $\alpha = 0^\circ$

- (1) B/L_x が大きくなるにつれて，角柱の近傍での流速変動の主流方向成分の r.m.s. 値が増大する。
 - (2) $x/B \geq 0.6$ までは，角柱に近づくにつれて r.m.s. 値は大きくなるが， $x/B < 0.6$ では角柱に近づくにつれて r.m.s. 値は急速に減少する。ただし， x は角柱の風上面からの距離を表わしている。
- ことがわかる。

パワースペクトル密度

上述した流速変動の主流方向成分の r.m.s. 値の変化がどのような周波数領域で生じているかを調べるため，流速変動のパワースペクトル密度を計算し，図 2.3.3, 2.3.4 に示した。図 2.3.3, 2.3.4 の実線は，1.3 節で示した Kármán のパワースペクトル密度 (1.3.5) 式を示している。図 2.3.3, 2.3.4 より明らかなように，流速変動のエネルギーの変化が著しい領域は低周波数領域であり，高周波数領域における流速変動のエネルギーの変化は小さい。特に $B/L_x = 1.47$ の場合には， $nL_x/U_\infty > 0.2$ の高周波数領域における流速変動のエネルギーは，ほとんど変化しない。一方 $B/L_x = 0.74$ の場合には，角柱に近づくにつれて，低周波数領域でのエネルギーが減少するのに対して， $nL_x/U_\infty > 0.4$ の高周波数域の乱れエネルギーが若干増大する傾向が認められる。

乱れのスケール

角柱の風上における乱れの変形状態を詳しく調べるため，角柱の風上での流速変動の断面内方向の相互相関係数を測定し，図 2.3.5 に示した。図中の点線は，第 1 章で示した圧力変動の断面

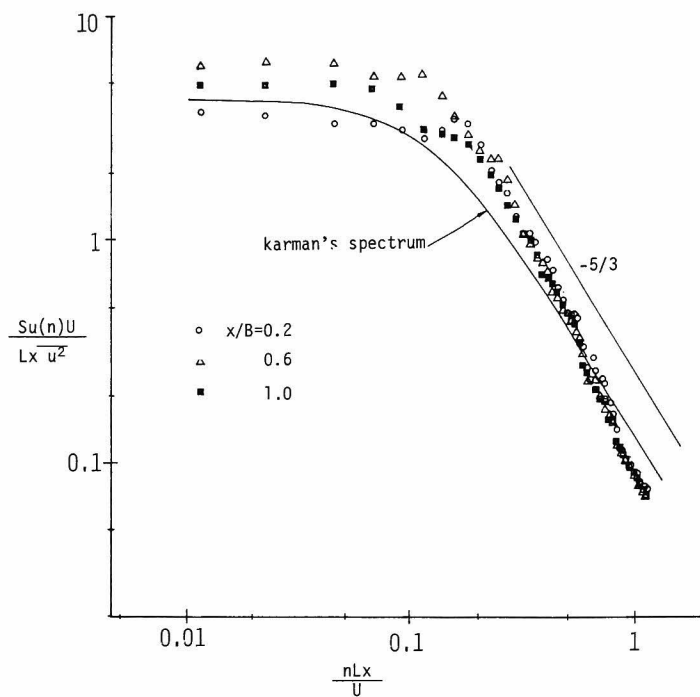


図 2.3.3 角柱の風上における主流方向の流速変動のパワースペクトル密度, 格子1, $\alpha = 0^\circ$, $B/L_x = 1.47$

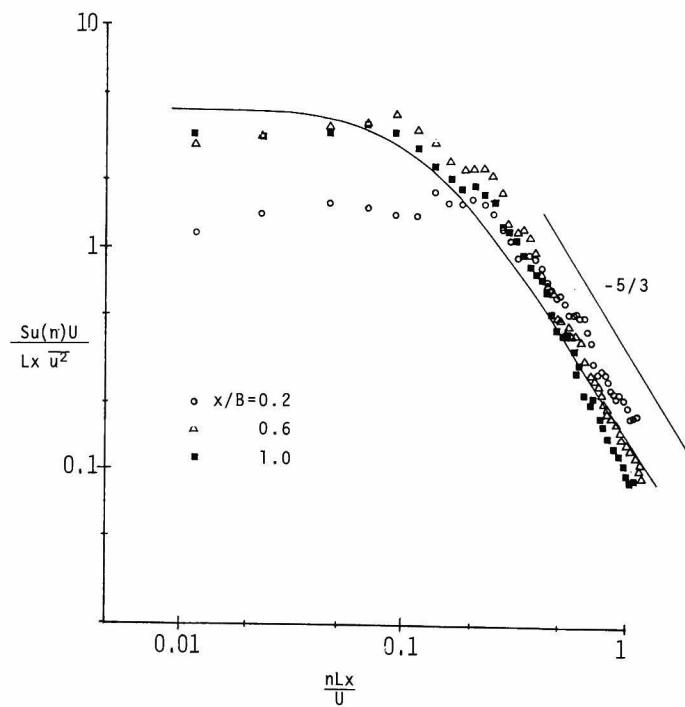


図 2.3.4 角柱の風上における主流方向の流速変動のパワースペクトル密度, 格子1, $\alpha = 0^\circ$, $B/L_x = 0.74$

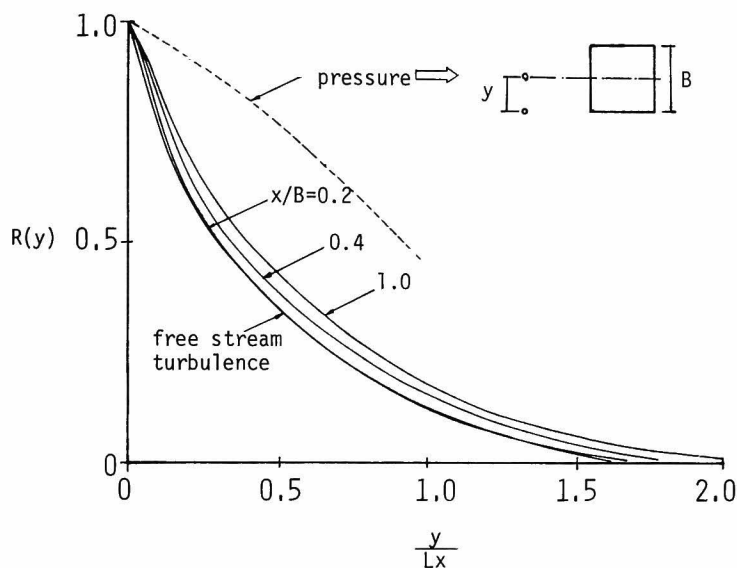


図 2.3.5 角柱の風上の主流方向の流速変動の断面内方向の相互相関係数, 格子1, $\alpha=0^\circ$, $B/L_x=1.47$

内方向の相互相関係数を示している。実験を行う前は、このような圧力変動の断面内方向スケールの増大は、角柱の近傍で乱れが断面内方向に大きく引き延ばされることに伴って生じ、乱れの断面内方向のスケールも角柱に近づくにつれ圧力変動のスケールのように、かなり増大すると予想していたが、図 2.3.5 に示されているように、角柱の近傍でのスケールの増大はそれ程大きくなく（高々一般流のスケールの 1.2 倍程度になるにすぎない。）しかも $x/B < 1.0$ では乱れのスケールは減少する傾向を示している。このことは、角柱の風上面の圧力変動の断面内方向のスケールの増大が、必ずしも角柱の近傍で乱れが引き延ばされる、即ち乱れの distortion にのみ伴って生じるものではないことを示している。ちなみに、流速が準静的に変動とした場合、第 1 章でも述べたように断面内方向の乱れのスケールは無限大となる。

このような乱れのスケールの変化を周波数別にみるため、よどみ線上の点と、断面内方向に $y/B = 0.4$ (y はよどみ線と流速変動の測定点との水平距離を表わしている。) 離れた点とのコヒーレンスの平方根を求め、図 2.3.6 に示した。角柱に近づくにしたがって低周波数領域におけるコヒーレンスは減少し、高周波数領域におけるコヒーレンスは増大する。したがって、角柱の風上では高周波数領域の渦は引き延ばされスケールが増大するが、低周波数領域の渦は blocking の影響により相関が失われスケールが減少する。このような低周波数領域での相関の減少は、 B/L_x が小さい方が著しく、Hunt も指摘しているように、 B/L_x が小さくなるにつれて、blocking の影響が大きくなることがわかる。図 2.3.7 は、 $x/B = 0.2$ におけるコヒーレンスを示したものであるが、この付近でのコヒーレンスは B/L_x に関係なく nB/U の関数として表わされるところから、 $x/B = 0.2$ での流速変動のスケールは、一般流の乱れのスケールよりむしろ、角柱のスケ

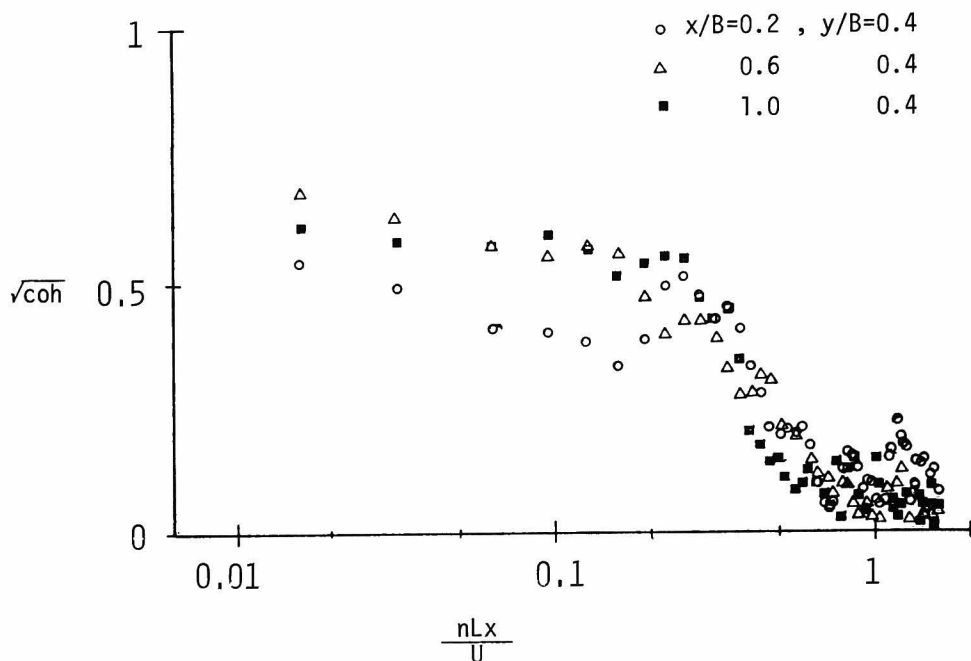


図 2. 3. 6 角柱の風上の主流方向の流速変動の断面内方向のコヒーレンスの平方根，格子 1， $\alpha = 0^\circ$ ， $B/L_x = 1.47$

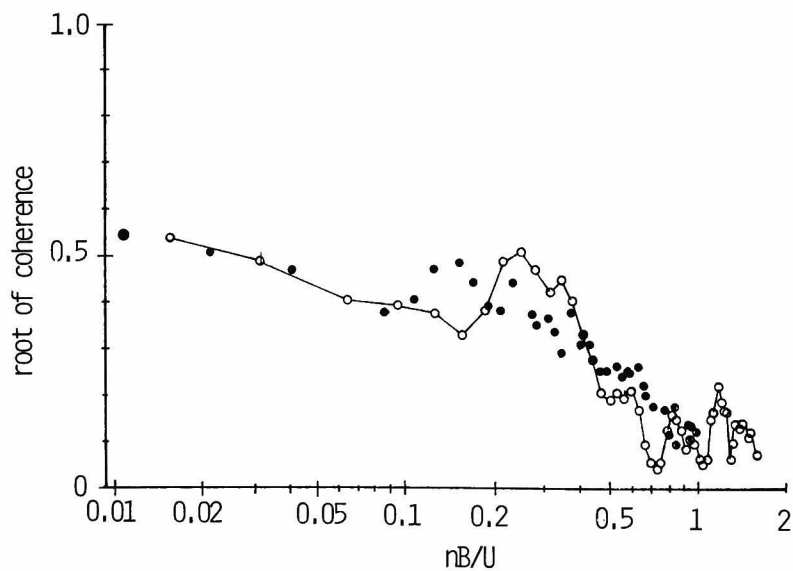


図 2. 3. 7 角柱の風上の主流方向の流速変動の断面内方向のコヒーレンスの平方根，格子 1， $\alpha = 0^\circ$ ， $x/B = 0.2$ ， \circ $B/L_x = 1.47$ ， \bullet $B/L_x = 0.74$

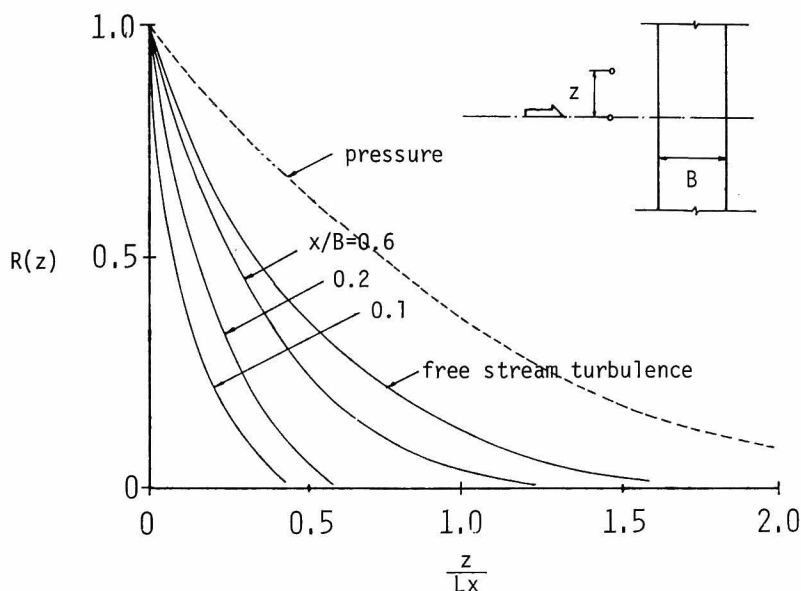


図 2.3.8 角柱の風上の主流方向の流速変動の軸方向の相互相関係数，
格子 1， $\alpha = 0^\circ$ ， $B/L_x = 1.47$

ールに左右されていると考えられる。このようなコヒーレンスの x/B 及び B/L_x による変化の傾向は、図 2.3.3, 2.3.4 に示したパワースペクトル密度の変化の傾向ときわめてよく対応し、乱れの変形過程が乱れエネルギーの変化に密接に関係していることがわかる。

一方、主流方向の流速変動の軸方向の相互相関係数は、図 2.3.8 に示したように、角柱に近づくにつれて減少する。この原因は、鉛直方向に対しては平均流場が変化しないため、乱れの **distortion** が生ぜず **blocking** の影響のみが作用し、低周波数領域における相関が失なわれることにあると考えられる。一方第 1 章で示したように、圧力変動の軸方向の相互相関係数は、断面内方向と同様、一般流の流速変動の相互相関係数よりもかなり大きい。Hunt はこのような圧力変動の軸方向のスケールの拡大が、物体の風上に渦が密集 (pile up) することによって生じると述べているが、本実験結果のみでは、圧力変動の軸方向のスケールの増大の原因は把めない。

確率密度分布

図 2.3.9, 2.3.10 は角柱の風上における主流方向の流速変動の確率密度分布を示したものである。図中の実線は正規確率密度分布を表わしている。確率密度分布の形は、 $x/B = 0.1$ の場合を除いて、ほぼ正規確率密度分布で表わせる。 $x/B = 0.1$ では、流速の大きい方へ偏った分布形を示している。この場合、尖度 (skewness factor) は 0.37 であった。

第 1 章で示したように、角柱の風上面に作用する圧力変動の確率密度分布の尖度は 0.6 であり、 $x/B = 0.1$ の場合よりかなり大きい。また後述するように、圧力変動との風上の流速変動との相

互相関係数は、尖度の大きい確率密度分布を表わす $x/B=0.1$ ではかなり小さく、正規分布に近い $x/B=1.0$ 以上ではかなり大きい。したがって圧力変動の確率密度分布が正圧側へ偏る原因は、流速変動の確率密度分布の偏りによるものではなく、第1章で述べたように、流速変動の高次項の影響によると考えられる。

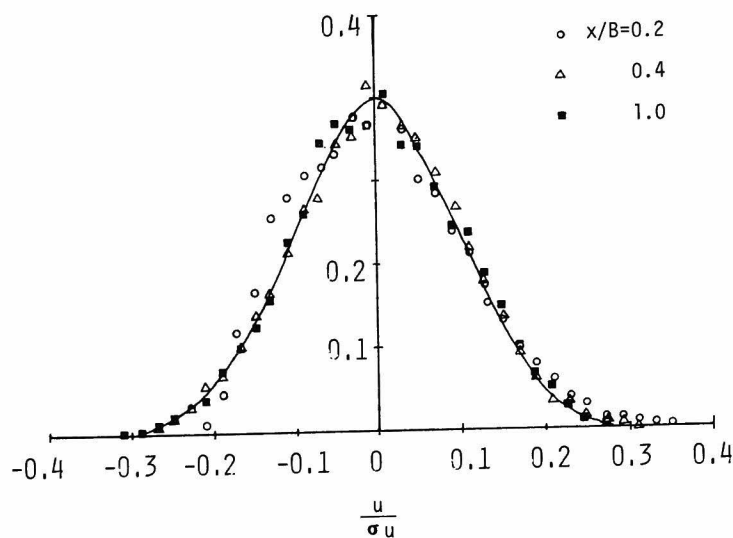


図 2.3.9 角柱の風上における主流方向の流速変動の確率密度分布, 格子1, $\alpha=0^\circ$, $B/L_x=1.47$

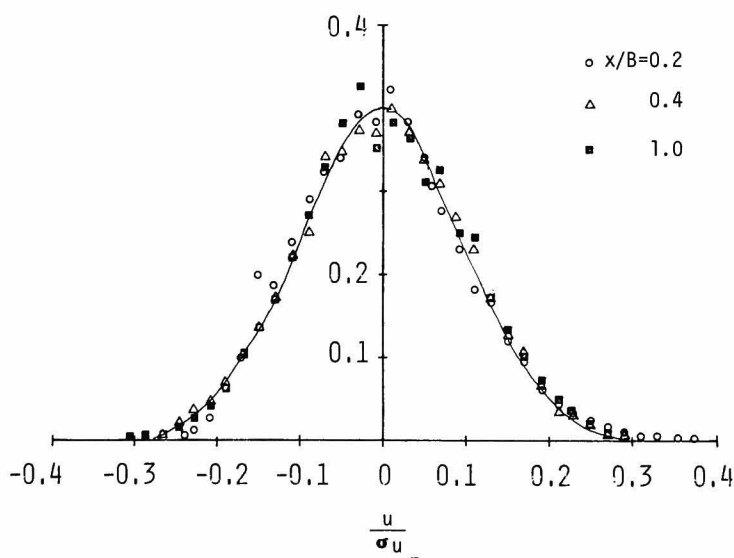


図 2.3.10 角柱の風上における主流方向の流速変動の確率密度分布, 格子1, $\alpha=0^\circ$, $B/L_x=0.74$

2.3.2 風上面に作用する圧力変動の相関係数

圧力変動と流速変動の相関係数

角柱の風上面に作用する圧力変動は、理論上流速変動の関数を流れ場全体にわたって積分することにより求めることができる。特に、よどみ点に作用する圧力変動は、後節で考察するように、よどみ線上の流速変動の関数の積分の形で与えられる。したがって、角柱の風上の乱れのうち、どの位置での乱れがどのように圧力変動に関係しているかを調べることは、圧力変動の要因を考える上で重要である。

図 2.3.11, 2.3.12 は、角柱の風上面の中央点（よどみ点）に作用する圧力変動と、その風上のよどみ線上の主流方向の流速変動との時空間相互相関係数を示したものである。図中の点線は、1.3 節で示した流線変動の時空間相互相関係数の包絡線である。流速変動が圧力変動に伝搬するのに時間がかかるため、相互相関係数はある時間遅れのときピークに達する。このピークは、 $B/L_x = 1.47, 0.73$ の場合とも、 $x/L_x = 0.9$ の時最も大きく、それより流速変動の測点が角柱に近づくとき減少する。角柱の近傍での相互相関係数の減少の割合は、 B/L_x が小さい方が大きい。また $x/B \geq 2$ では、流速変動と圧力変動の相互相関係数のピーク値は、点線で示した流速変動相互の相互相関係数のピークとほとんど変わらない。

このような流速変動と圧力変動の相互相関係数が、各周波数ごとにどのように異なっているかを調べるため、よどみ点に作用する圧力変動とよどみ線上の流速変動のコヒーレンスの平方根を求め、図 2.3.13, 2.3.14 に示した。図に示されているように、流速変動の測点が角柱に近づくにつれ、

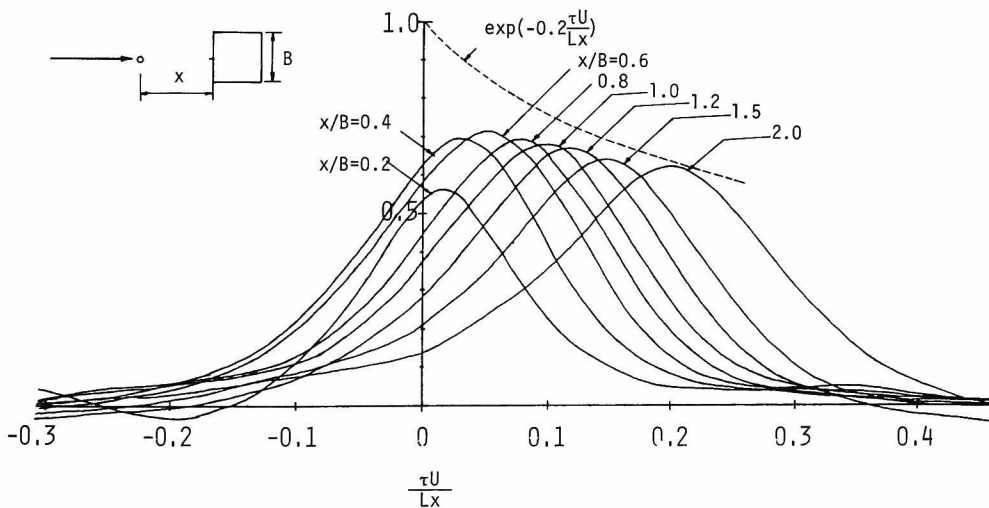


図 2.3.11 角柱の風上面中央点に作用する圧力変動とその風上の主流方向の流速変動との時空間相互相関係数，格子 1， $\alpha = 0^\circ$ ， $B/L_x = 1.47$ ，点線は流速変動の相互相関係数のピークの包絡線

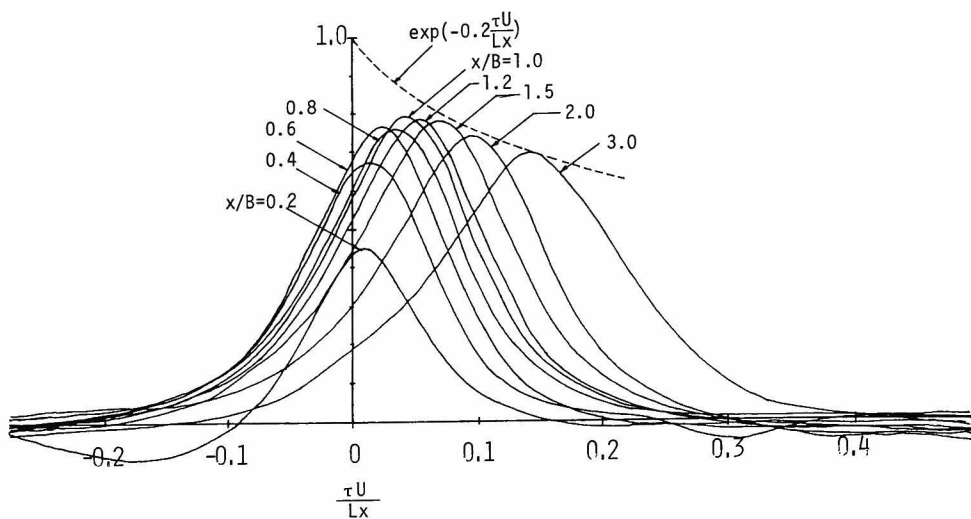


図 2.3.12 角柱の風上面中央点に作用する圧力変動とその風上の主流方向の流速変動との時空間相互相関係数，格子 1， $\alpha = 0^\circ$ ， $B/L_x = 0.74$

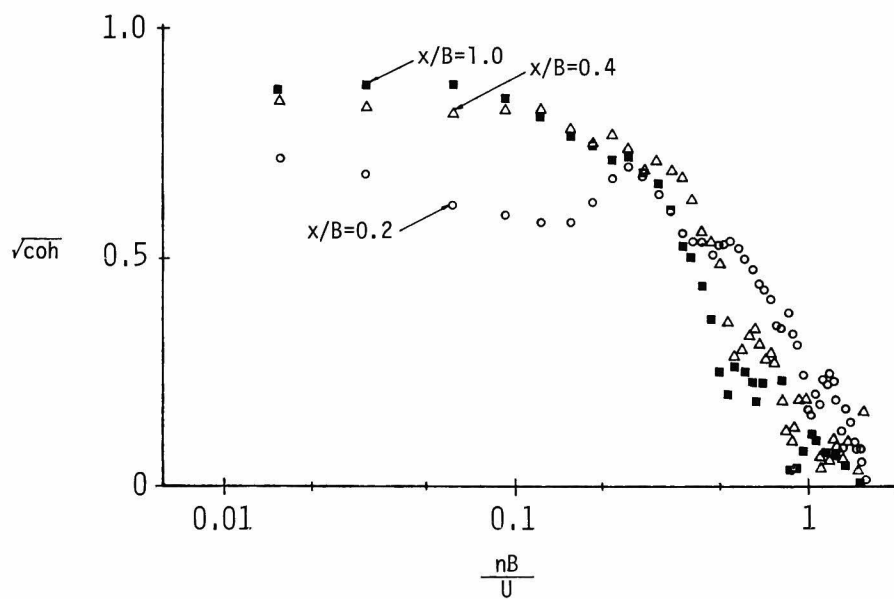


図 2.3.13 角柱風上面中央点の圧力変動と風上の主流方向の流速変動のコヒーレンスの平方根，格子 1， $\alpha = 0^\circ$ ， $B/L_x = 1.47$

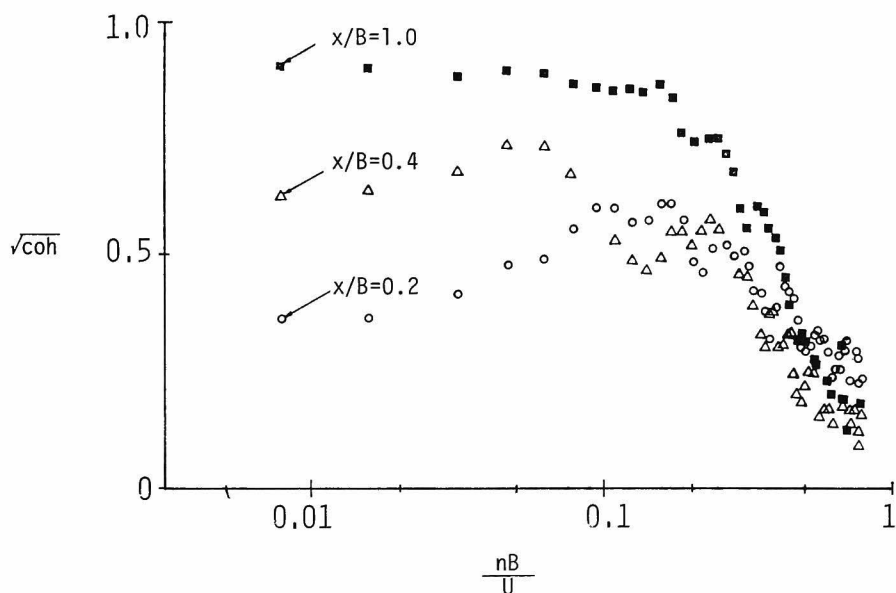


図 2.3.14 角柱風上面中央点の圧力変動と風上の主流方向の流速変動のコヒーレンスの平方根，格子 1， $\alpha = 0^\circ$ ， $B/L_x = 0.74$

低周波数領域における相関は著しく減少する。一方，高周波数領域においては相関は若干増大する。また， x/B が同じ場合， B/L_x が小さい方が低周波数領域における相関の減少は著しい。これらの傾向は，前項で示した角柱の風上における流速変動のパワースペクトル密度や断面内方向のコヒーレンスと非常によく対応しており，圧力変動と流速変動の相関が，流速変動の測点が角柱に近づくにつれて，低周波数領域で急速に減少する原因は，角柱の風上における流速変動の低周波数領域におけるエネルギーが，blocking によって失われることにあると考えられる。

流速変動の圧力変動への伝搬速度

図 2.3.11, 2.3.12 に示したように，圧力変動と流速変動の相互相関係数のピークは，ある時間遅れのとき生じる。これは前述したように，流速変動の影響が圧力変動へと伝わるのに時間がかかるからである。この時間遅れから，1.4.4 項で圧力変動の移動速度を求めたと同様に，(2.3.1) 式を用いて流速変動が圧力変動へ伝搬する速度を求めることができる。

$$U_T = \frac{x}{\tau} \quad (2.3.1)$$

ここに U_T は伝搬速度， τ は圧力変動と流速変動の相互相関係数がピークを示す時間遅れである。

圧力変動と流速変動の相互相関係数から (2.3.1) 式によって U_T を計算し，角柱風上における

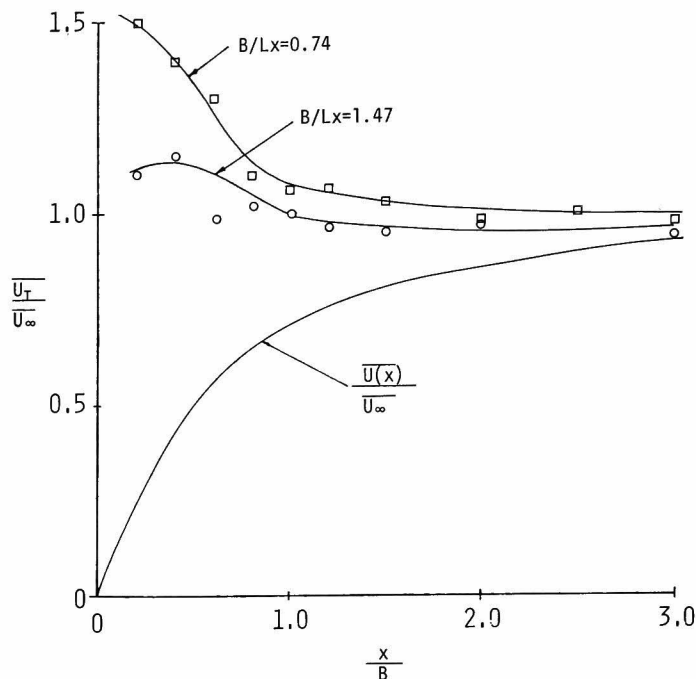


図 2.3.15 流速変動から圧力変動への伝搬速度，格子 1， $\alpha = 0^\circ$

平均流速とともに図 2.3.15 に示した。流速変動から圧力変動への伝搬速度は，角柱から $2B$ 以上離れた点では，ほぼ一般流の平均流速に等しく，流速変動の測点が角柱に近づくにしたがって大きくなる。この伝搬速度の増大は， B/L_x が小さい程大きい。

流速変動から圧力変動への伝搬速度が，周波数によってどのように異なるかを調べるため，流速変動と圧力変動の周波数別位相差を計算し，図 2.3.16，2.3.17 に示した。

流速変動から圧力変動への周波数別の伝搬速度は，位相差を用いて (2.3.2) 式で表わすことができる。

$$U_T(n) = \frac{2\pi n \cdot x}{\theta(n)} \quad (2.3.2)$$

ここに $U_T(n)$ は周波数別伝搬速度， $\theta(n)$ は流速変動と圧力変動の位相差である。

もし，伝搬速度があらゆる周波数で一定であるとすると，(2.3.2) 式より，位相差は周波数に比例して増大することになる。図 2.3.16, 2.3.17 中の実線は，図 2.3.15 に示した伝搬速度を用いて計算した位相差である。データに若干のバラツキが認められるが， $x/B = 1.0$ 及び 0.4 では， $B/L_x = 0.74, 1.47$ の場合とも，ある周波数を境にして，位相差は図 2.3.15 から計算される位相差よりも大きくなっており，この付近の流速変動の伝搬速度は，高周波数領域に向かうにつれて小さくなるのがわかる。

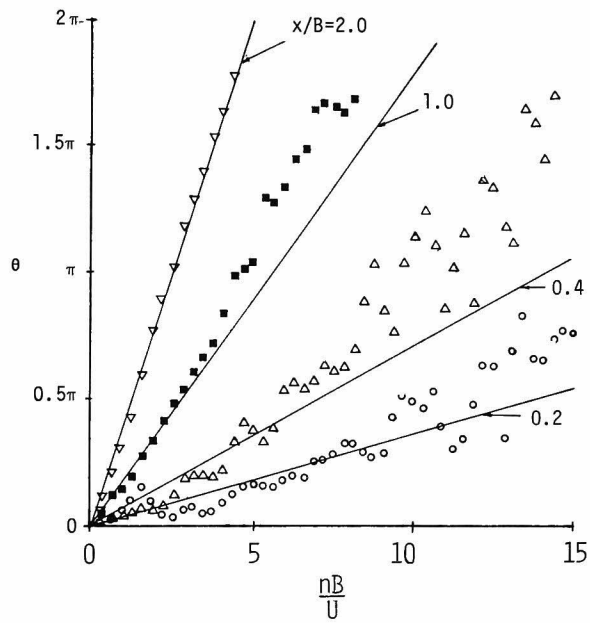


図 2.3.16 角柱風上面中央点の圧力変動と風上の主流方向の流速変動の位相差，
格子 1， $\alpha = 0^\circ$ ， $B/L_x = 1.47$

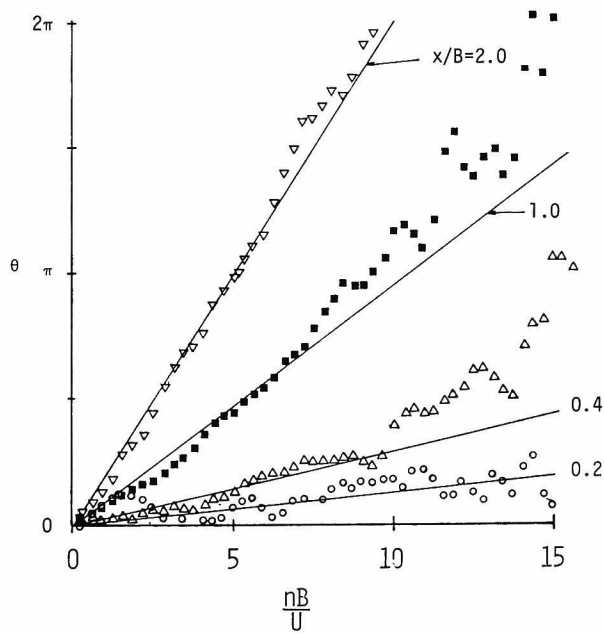


図 2.3.17 角柱風上面中央点の圧力変動と風上の主流方向の流速変動の位相差，
格子 1， $\alpha = 0^\circ$ ， $B/L_x = 0.74$

2.4 考 察

2.4.1. 角柱風上における乱れ特性と乱れの急激な変形に関する理論

1.5.2節で示した乱れの急激な変形に関する理論では、(1.5.35)式の仮定のもとに、渦度に関する運動方程式を線形化し、それを用いて物体の風上の流速変動を計算する。一般に圧力変動の場合と同様、流速変動のクロススペクトルは、一般流の3次元スペクトルの線形変換として(2.4.1)式で表わすことができる。

$$S_u(x, y, z; x', y', z'; n_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{2\pi i n_3(z - z')\} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 M_i(x, y; n_1, n_2, n_3) \cdot M_j(x', y'; n_1, n_2, n_3) \cdot \Phi_{\infty ij}(n_1, n_2, n_3) dk_2 dk_3 \quad (2.4.1)$$

ここに S_u はクロススペクトル密度、 $\Phi_{\infty ij}$ は一般流の3次元スペクトル、 M_i は一般流の流速変動を物体の周囲の流速変動に結びつける変換子である。

(2.4.1)式中的変換子 M_i は、いかなる B/L_x に対しても数値積分を用いれば評価することが原理的には可能ではあるが、圧力変動の場合の変換子 Q_i と同様、その計算には膨大な時間がかかり、また計算精度についての問題等もあり、実際上はきわめて難しい。(圧力変動の変換子 Q_i の評価は、 M_i を更に積分することを要求し一層難しい。)したがって、Hunt, Durbin 等は、計算が簡略化できる $B/L_x \rightarrow \infty$ 、 $B/L_x \rightarrow 0$ の場合についてのみ詳しい計算を行っている^{1), 6)}。以下に両者の計算結果と実験結果を比較し、角柱の風上における流速変動の特性の変化の要因を考察する。

$B/L_x \rightarrow 0$ の場合は、いわゆる流速が準静的に変動する場合、即ち blocking の影響が卓越している場合に相当し、よどみ線上の流速変動の主流方向成分は、その位置での平均流速に比例して変化する。したがって

$$\frac{\sqrt{u^2}}{\sqrt{u_\infty^2}} = \frac{\bar{U}}{\bar{U}_\infty} \quad (2.4.2)$$

となる。

一方、 $B/L_x \rightarrow \infty$ の場合には、局部的に流れが一様である。即ち乱れの distortion の影響が卓越している場合に相当し、よどみ線上の流速変動は、Batchelor, Proudman が解析した平面歪(plain strain)をうける乱れの状態と等しい⁷⁾。この場合、歪の比率 β は、角柱による平均流速の減少比 \bar{U}_∞/\bar{U} に相当し、 β の大小によって次の2つの近似式が提案されている。

$$\beta = \frac{\bar{U}_\infty}{\bar{U}} > 3 \text{ のとき}$$

$$\frac{\sqrt{u^2}}{\sqrt{u_\infty^2}} = \sqrt{\frac{3}{4}\beta + \frac{3}{8}\beta^{-1}(\log 4\beta - \frac{1}{2})} \quad (2.4.3)$$

$$\beta \approx 1 \text{ のとき}$$

$$\frac{\sqrt{u^2}}{\sqrt{u_\infty^2}} = 1 + \frac{4}{5} \left(\frac{\beta - \beta^{-1}}{\beta + \beta^{-1}} \right) + \frac{3}{35} (\beta - \beta^{-1})^{-2} \quad (2.4.4)$$

なお, Bearman, Hunt の論文では, 上式のうち (2.4.3) 式の近似式のみが紹介されているが, 彼等の論文中の図に示されている曲線は, あらゆる β の場合を含んでいる^{1), 2), 5)}。

図 2.3.2 に (2.4.2) 及び (2.4.3), (2.4.4) 式を実線で示した。但し, (2.4.3), (2.4.4) 式の場合には, Bearman 等と同様の値を示してある。実験結果は, $B/L_X \rightarrow 0$ 及び $B/L_X \rightarrow \infty$ の場合の中間に位置している。また B/L_X による流速変動の強さの変化の傾向は, 理論による場合とよく一致している。

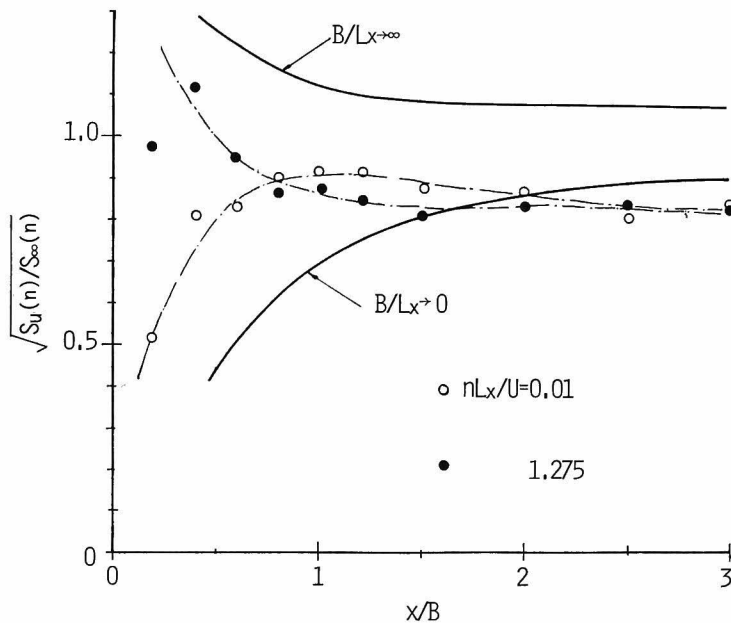


図 2.4.1 角柱の風上における流速変動の強さ, 実線は (2.4.2), (2.4.3), (2.4.4) 式

図 2.4.1 は $nL_X/U = 0.01$ 及び $nL_X/U = 1.275$ の場合における流速変動のパワーが, 角柱に近づくにつれて, どのように変化するかを示したものである。 $nL_X/U = 0.01$ の場合には, 角柱に近づくにつれて流速変動のパワーは徐々に減少し, 低周波数領域では, 乱れの distortion によるパワーの増大よりも, blocking によるパワーの減少が卓越していることがわかる。一方, $nL_X/U = 1.275$ の場合, 流速変動のパワーは角柱に近づくにつれて増大し, 高周波数領域では乱れの distortion の影響が大きい。

2.4.2 よどみ点に作用する圧力変動と風上の流速変動との関係

1.5.2 項に示した乱れの急激な変形に関する理論によると, よどみ点に作用する圧力変動と風上

の流速変動の関係は、(2.4.5)式によって表わされる²⁾。

$$p_s(t) = \rho \cdot \bar{U}_\infty \cdot u_\infty(0, 0, z, t) + \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\infty \{u_\infty(x, 0, z, t) - u(x, 0, z, t)\} dx \quad (2.4.5)$$

ここに $p_s(t)$ はよどみ点の圧力変動を、 u_∞ は物体がない場合の主流方向の流速変動を、 u は物体がある場合の流速変動を表わしている。

$B/L_x \rightarrow 0$ の場合には、前項で示したように

$$u(x, 0, z, t) = \frac{\bar{U}(x, 0, z)}{\bar{U}_\infty} \cdot u_\infty(x, 0, z, t) \quad (2.4.6)$$

となる。したがって

$$p_s = \rho \cdot \bar{U}_\infty \cdot u_\infty(0, 0, z, t) + \rho \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\infty u_\infty \left(1 - \frac{\bar{U}(x)}{\bar{U}_\infty}\right) dx \quad (2.4.7)$$

となる。(2.4.7)式の右辺の第2項は、いわゆる仮想質量を表わす。低周波数領域の流速変動に対しては、一般に仮想質量の項は $O(u_\infty \cdot \bar{U} \cdot \frac{B}{L_x})$ のオーダーとなるから、 $B/L_x \rightarrow 0$ の場合省略することができ、圧力変動は(2.4.8)式で表わされる。

$$p_s = \rho \cdot \bar{U}_\infty \cdot u_\infty(0, 0, z, t) \quad (2.4.8)$$

(2.4.8)式は、第1章の(1.5.14)式から仮想質量を省略した式と同じである。

この場合、よどみ点に作用する圧力変動は、無限遠方から平均流速 \bar{U}_∞ で移流する流速変動によってひきおこされる。したがって、流速変動から圧力変動の伝搬速度は平均流速に等しい。

一方、 $B/L_x \rightarrow 0$ のように、乱れの distortion が支配的な場合、流速変動は測定点の平均流速 $\bar{U}(x)$ で移動する。したがって、流速変動から圧力変動への伝搬速度は、(2.4.9)式で示すように、よどみ点から流速変動の測定位置までの平均流速に等しい。即ち、

$$U_T = \frac{1}{x} \int_0^x \bar{U}(x') dx' \quad (2.4.9)$$

となる。

流速変動が平均流速 $\bar{U}(x)$ で移動し、圧力変動が無限遠方から \bar{U}_∞ で伝搬するとすると、測定点 x の流速変動が圧力変動へ伝搬する速度は(2.4.10)式のように表わすことができる。

$$U_T = \frac{\int_0^x \frac{1}{\bar{U}_\infty} dx - \int_x^\infty \frac{1}{\bar{U}} dx}{\frac{x}{\bar{U}_\infty} - \Delta T_x} \quad (2.4.10)$$

$$\Delta T_x = \int_x^\infty \left(\frac{1}{\bar{U}} - \frac{1}{\bar{U}_\infty} \right) dx' \quad (2.4.11)$$

ここに ΔT_x は、物体がある場合とない場合の、乱れの致達時間の差であり、Darwin の drift 関

数と同じものである。⁸⁾

角柱の風上の平均流速を自由流線理論によって計算し、(2.4.10)式を用いて流速変動から圧力変動の伝搬速度 U_T を求め、図 2.4.2 に示した。なお積分の上限は、 $x/B = 17.29$ 及び 2.703

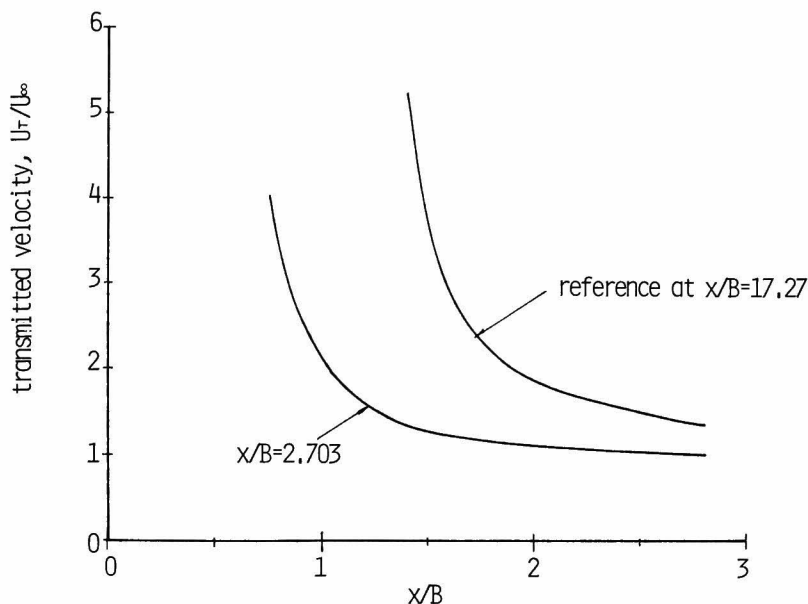


図 2.4.2 流速変動から圧力変動への伝搬速度

とした。図 2.4.2 からわかるように、伝搬速度は角柱に近づくにつれて急速に増大する。積分の上限を 17.29 とした場合には、 $x/B \rightarrow 1.3$ に近づくにつれ、また 2.703 とした場合には $x/B \rightarrow 0.7$ に近づくにつれ、伝搬速度は無限大に近づく。これ以上流速変動の測点が角柱に近づく、圧力変動と流速変動の位相が逆転する。即ち圧力変動の方が流速変動より先に生じることとなる。

このように角柱に近づくにつれて伝搬速度が増大する傾向は、図 2.3.15 に示した実験結果においても認められるところから、(2.4.10)式を導びいた仮定はある程度妥当であるといえる。したがって、角柱のよどみ点の圧力変動の主要因は blocking にあると考えてよい。しかし、実験では圧力変動と流速変動の位相の逆転は生じていない。これは、流速変動が(2.4.10)式を導びくときに仮定したように、 $\bar{U}(x)$ で風上から移流するわけではなく。前節で示したように角柱の近傍で生じる blocking 効果のため、 \bar{U}_∞ に近い速度で移流することが原因であると考えられる。

2.4.3. 風上の流速変動と圧力変動の関係を支配するスケール

前節に示したように、角柱の風上の主流方向の流速変動と角柱のよどみ点に作用する圧力変動のコヒーレンスは、流速変動の測点が角柱に近づくにつれて、低周波数領域では減少し、高周波

領域では若干増大する。 B/L_x の異なる2つの角柱に関するコヒーレンスについて、このような変化を支配する共通のスケールを見い出すため、図2.3.13, 2.3.14を角柱からの距離別に整理し直

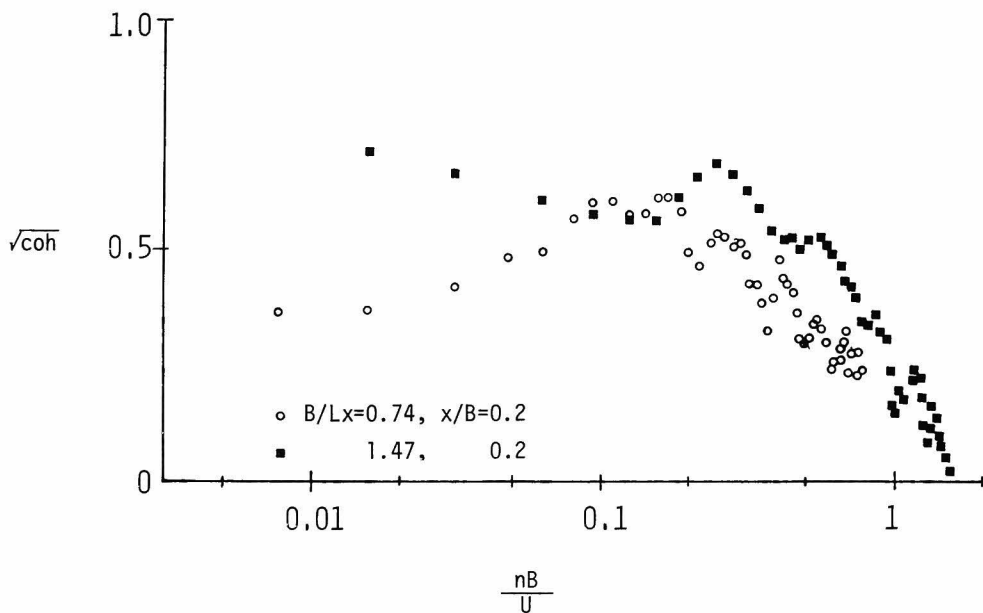


図 2.4.3 角柱の風上面中央点の圧力変動と風上の主流方向の流速変動のコヒーレンスの平方根，格子1， $\alpha = 0^\circ$ ， $x/B = 0.2$

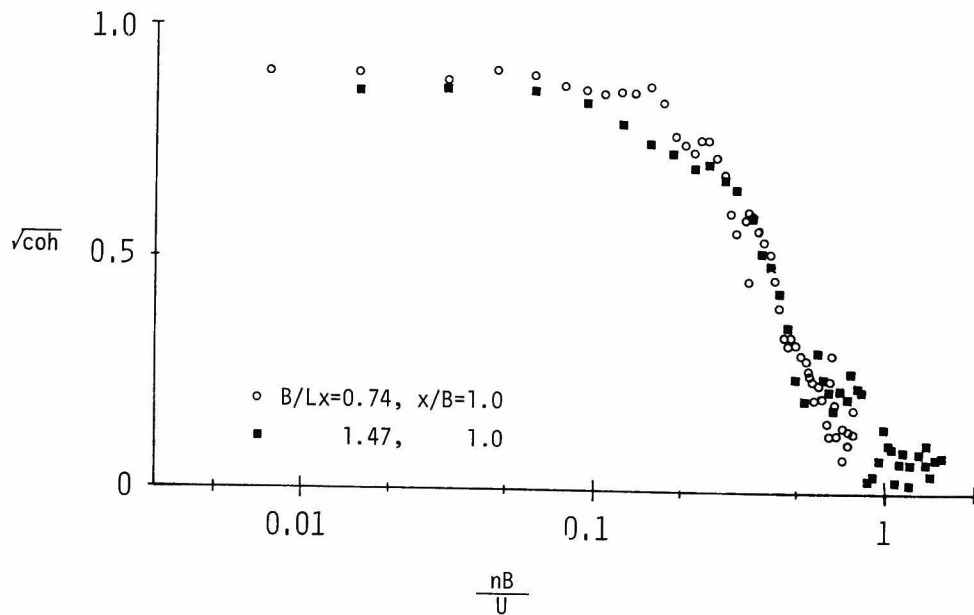


図 2.4.4 角柱の風上面中央点の圧力変動と風上の主流方向の流速変動のコヒーレンスの平方根，格子1， $\alpha = 0^\circ$ ， $x/B = 1.0$

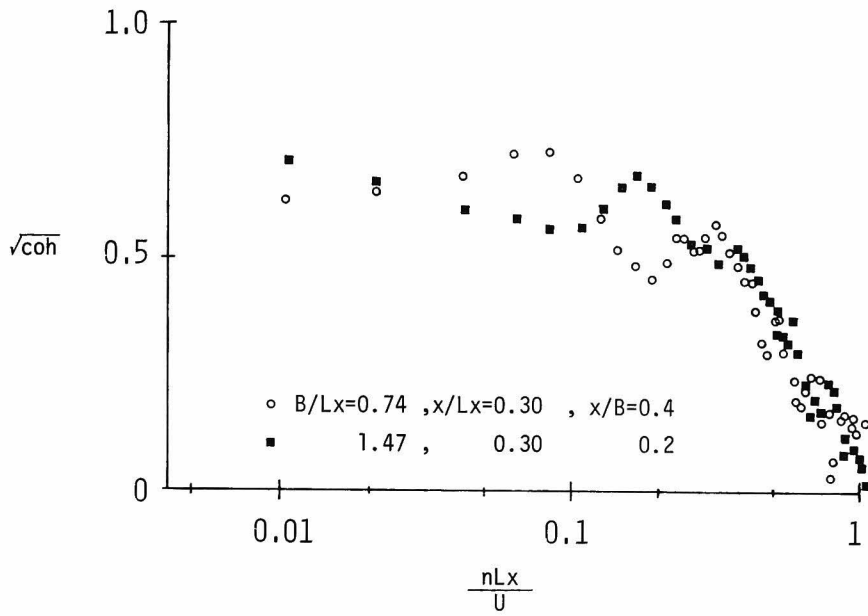


図 2.4.5 角柱風上面中央点の圧力変動と風上の主流方向の流速変動のコヒーレンスの平方根，格子 1， $\alpha = 0^\circ$ ， $x/L_x = 0.3$

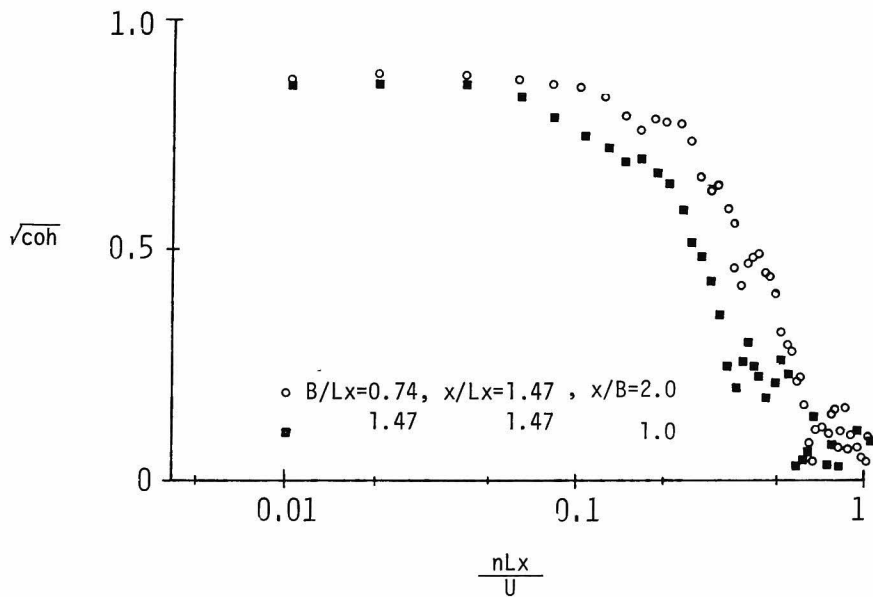


図 2.4.6 角柱風上面中央点の圧力変動と風上の主流方向の流速変動のコヒーレンスの平方根，格子 1， $\alpha = 0^\circ$ ， $x/L_x = 1.47$

して図 2.4.3～2.4.6 に示した。

図 2.4.3 に示したように、 $x/B=0.2$ の場合、角柱の巾 B を基準長さとして整理した コヒーレンスは、 B/L_x によって著じるしく異っている。しかし、図 2.4.4 に示した $x/B=1.0$ の場合には、コヒーレンスは B/L_x に関係なく nB/\bar{U}_∞ のみの関数となる。

一方、乱れのスケール L_x を基準長さとして整理した場合、図 2.4.5、2.4.6 に示したように、 $x/L_x=0.3$ の場合には、コヒーレンスは B/L_x に関係なく、 nL_x/\bar{U}_∞ のみの関数となり、 $x/L_x=1.47$ の場合には、コヒーレンスは B/L_x によって著じるしく異なる。

したがって、風上の流速変動を圧力変動に結びつける基本スケールは、角柱の近傍では乱れのスケール、角柱から十分離れたところでは角柱の巾であるといえる。このことは、 $x/B \rightarrow \infty$ の場合、即ち一般流の流速変動を圧力変動に結びつける変換子、流速-圧力アドミッタンスが、第 1 章で示したように、角柱の巾を基準長さとする無次元周波数 nB/\bar{U}_∞ のみの関数で表わされたこととよく対応している。

2.5 ま と め

本章で明らかにされた結果は以下のとおりである。

- (1) 角柱の風上における平均流速は、Roshko の自由流線理論解をきわめてよく一致する。
- (2) 角柱の風上における乱れ強さは、 $x/B > 0.6$ (x ; 角柱の風上面からの距離, B ; 角柱の巾) では、角柱に近づくにつれて増大する。また、乱れの急激な変形に関する理論から予想されるように、 B/L_x (L_x ; 乱れのスケール) が大きい程、角柱の近傍での乱れ強さは大きい。
- (3) 角柱の近傍での乱れエネルギーの変化は、 $B/L_x \approx 1$ の場合には、主に低周波数領域において生じる。 $x/B < 0.6$ では、乱れエネルギーは、低周波数領域においては、乱れの blocking の影響によって著しく減少するが、高周波数領域においては、乱れの distortion の影響によって若干増大する。
- (4) 角柱の近傍では、乱れの断面内方向のスケールは、乱れの distortion の影響によって、一般流の乱れの断面内方向のスケールの 1.2 倍程度に増大する。しかし、それでも角柱の圧力変動の水平方向のスケールの約 6 割に過ぎず、1 章で述べたような圧力変動の断面内方向のスケールの増大に対しては、乱れの distortion による乱れのスケールの増大のみでなく、乱れの blocking による準静的な圧力変動成分の影響も大きい。
- (5) 乱れの断面内方向のスケールの変化を周波数別にみた場合、低周波数領域では、blocking によって角柱に近づくにつれてスケールが減少するのに対して、高周波数領域では、乱れの distortion によってスケールは逆に増大する。
- (6) 軸方向の乱れのスケールは、角柱に近づくにつれて減少する。この原因は、軸方向の場合、乱れの distortion の影響はなく、blocking の影響のみが作用し、低周波数領域での相関が失われるためである。一方、1 章で示したように、圧力変動の軸方向のスケールは、一般流の乱れの軸方向スケールの 1.5 倍となる。
- (7) 角柱の風上における主流方向の流速変動の確率密度分布は、角柱のごく近傍を除けばほぼ正規分布に近い。したがって、風上面に作用する圧力変動の確率密度分布が 1 章で述べたように歪度の大きい分布を示す原因は、角柱の近傍での乱れの変形にあるのではなく、1 章に述べたように流速変動の高次項の影響であると思われる。
- (8) 角柱の風上の流速変動の圧力変動への伝搬速度は、角柱に近づくにつれて増大する。伝搬速度の増大率は、 B/L_x が小さい程大きい。このような伝搬速度の増大は、角柱に作用する圧力変動の主要因が乱れの blocking にあり、風上の乱れの要因が乱れの distortion と blocking の両方にあると考えることによって説明することができる。
- (9) 流速変動と圧力変動のコヒーレンスから、風上の流速変動を圧力変動に結びつける基本スケールは、角柱のごく近傍では乱れのスケール、角柱から離れたところでは角柱の巾であることが明らかとなった。このことは、流速-圧力アドミッタンスが、角柱の巾を基準長さとする無次元周波数 nB/\bar{U}_∞ のみの関数で表わされたことを裏付けている。

参 考 文 献

- 1) Hunt, J.C.R.: A Theory of Turbulent Flow round Two-Dimensional Bluff Bodies, Jour. Fluid Mech., Vol. 61, Part 4, 1973, pp.626~706.
- 2) Hunt, J.C.R.: Turbulent Velocity near and Fluctuating Surface Pressure on Structures in Turbulent Winds, 4th Internat. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, Heathlow, 1975, pp.309~320.
- 3) Britter, R.E., J.C.R. Hunt and J.C. Mumford: The Distortion of Turbulence by a Circular Cylinder, Jour. Fluid Mech., Vol. 92, Part 2, 1979, pp.269~301.
- 4) Roshko, A: A New Hodograph for Free-Stream line Theory, Naca-Technical Note 3168.
- 5) Bearman, P.W.: Some Measurements of the Distortion of Turbulence Approaching a Two-Dimensional Bluff Body, Jour. Fluid Mech., Vol. 53, Part 3, 1972, pp.451~467.
- 6) Durbin, P.A. and J.C.R. Hunt: On Surface Pressure Fluctuations beneath Turbulent Flow round Bluff Bodies, Jour. Fluid Mech., Vol. 100, Part 1, 1980, pp.161~184.
- 7) Batchelor, G.K. and I. Proudman: The Effect of Rapid Distortion of a Fluid in Turbulent Motion, Quart. Jour. Mech., Appl. Math., Vol. 7, 1967, pp.83~103.
- 8) Darwin, C.G.: A Note on Hydrodynamics, Proc. Camb. Phil-Soc. Vol. 49, 1953, pp.342~354.

第3章 一様乱流中におかれた3次元角柱に作用する圧力

3.1 序

第1章では、格子乱流中にある2次元角柱の表面に作用する圧力に関して風洞実験及び準静的理論、乱れの急激な変形に関する理論等を用いて、その様々な性状や要因を明らかにした。特に、風上面に作用する圧力変動については、その主要因が風上から近づいてくる乱れにあるとして、圧力変動を流速変動の線形変換で表わし、その変換子流速-圧力アドミッタンスを求めた。また圧力変動の確率密度分布及び最大、最小圧力について、流速変動の高次項を含んだ準静的理論を展開し、その理論が実験値にきわめてよく一致することを確認した。

しかし、これら2次元角柱に関して得られた結果が、直接実際の建築物の耐風設計に利用することができるかどうかについては、更に検討が必要である。なぜなら、通常の建築物においては、建物の高さはその幅や奥行とほぼ同程度であり、とてもそれらを第1章で取り扱ったような2次元角柱とみなすことはできないからである。かなり高さ方向に細長い印象を受ける超高層建築物ですら、建物の高さと幅の比（普通アスペクト比と呼ばれている。）は4～6程度に過ぎない。

乱流中におかれた3次元角柱に作用する風力に関する研究は、B. J. Vickery,¹⁾ 桂,²⁾ 大熊^{3),4)} 立川⁵⁾, Ellis⁶⁾をはじめとする数多くの研究者によって活発に進められてきた。Vickeryは、格子乱流中におかれたアスペクト比及び辺長比の異なる様々な角柱について、抗力変動、揚力変動を測定し、抗力変動の大きさについては、アスペクト比及び辺長比にかかわらず、第1章で述べた準静的理論により予測することができるが、揚力変動の大きさについては、アスペクト比が1.5以下の場合には流れの3次元性の影響が大きく、2次元角柱の結果に基づいて予測される値よりもかなり小さくなることを明らかにしている¹⁾。また桂は、一様流中と格子乱流中の両方の場合について、辺長比0.5～2の角柱に関してアスペクト比を広範に変化させた実験を行い、角柱の側面及び背面に作用する平均圧力及び圧力変動の測定結果から、乱流中の方が流れの3次元性の影響が小さく、より2次元角柱の値に近いこと、及び流れの3次元性の影響は剥離流が再付着する断面形等小さくなるという結果を見い出している²⁾。

しかし、既往の研究の大部分は、流れが面に直角に当たる場合、即ち迎角0°の場合を対象としたものであり、迎角が変化した場合に流れの3次元性の影響がどのように変化するかということに関する系統的な研究はほとんど見当たらない。また、建築物の動的耐風設計に必要とされる圧力変動の詳細な性状、例えばパワースペクトル密度、相互相関係数、確率密度分布等に関して、2次元角柱の場合と系統的に比較した例もほとんどないようである。

本節では、実際の建築物の耐風設計と直接関係がある3次元正四角柱に作用する圧力の特性を、風洞実験結果に基づいて詳細に調べ、それらの結果と第1章で明らかにした2次元角柱に作用する圧力の特性と比較することにより、流れの3次元性が圧力の特性に及ぼす効果について検討す

る。それと同時に、第1章で述べた2次元角柱に関して得られた諸結果、特にその理論的成果がどの程度まで実際の建築物の耐風設計に役立ち得るかを検討する。

3.2 実験方法

実験は第1及び第2章の場合と同様、京都大学防災研究所のゲッチンゲン型風洞で行った。角柱は、一辺が5cmの正四角柱で、高さが5cm、10cm、20cm及び40cm、即ちアスペクト比が、1、2、4、8のものをを用いた。角柱は、図3.2.1に示したように、2次元角柱と同様、乱流格子から115cm風下に設置した。圧力変動は、図3.2.2に示した測定孔から適宜10点を選んで同時測定した。圧力変動及び平均圧力の測定方法は、第1章の場合と全く同様である。また図3.2.1に示したように、角柱の中央高さの位置の角柱の風上及び後流に熱線流速計を設置し、流速変動を測定した。基準流速は、図3.2.1に示した位置にピトー管を設置して測定した。圧力変動(10点)、流速変動(2点)、基準速度圧(1点)は、2次元角柱の実験と同様、14chデータレコーダに同時記録し、A/D変換した後、コンピュータ(FACOM-M160)によって解析した。

なお、実験に使用した乱流格子は、第1章のものと全く同じである。実験時の流速は約16m/secで角柱の一辺を基準としたレイノルズ数は約 5.3×10^4 である。

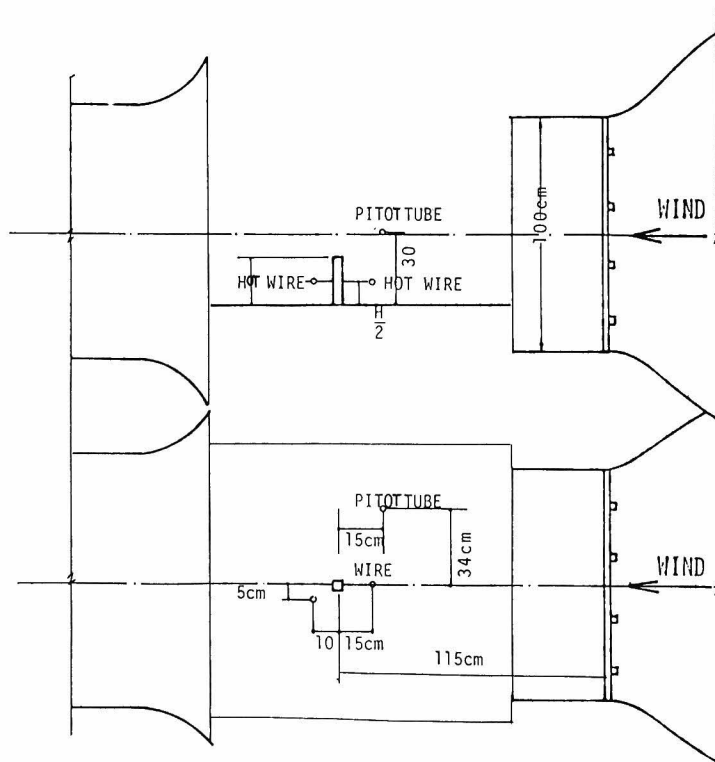


図 3.2.1 実験状態

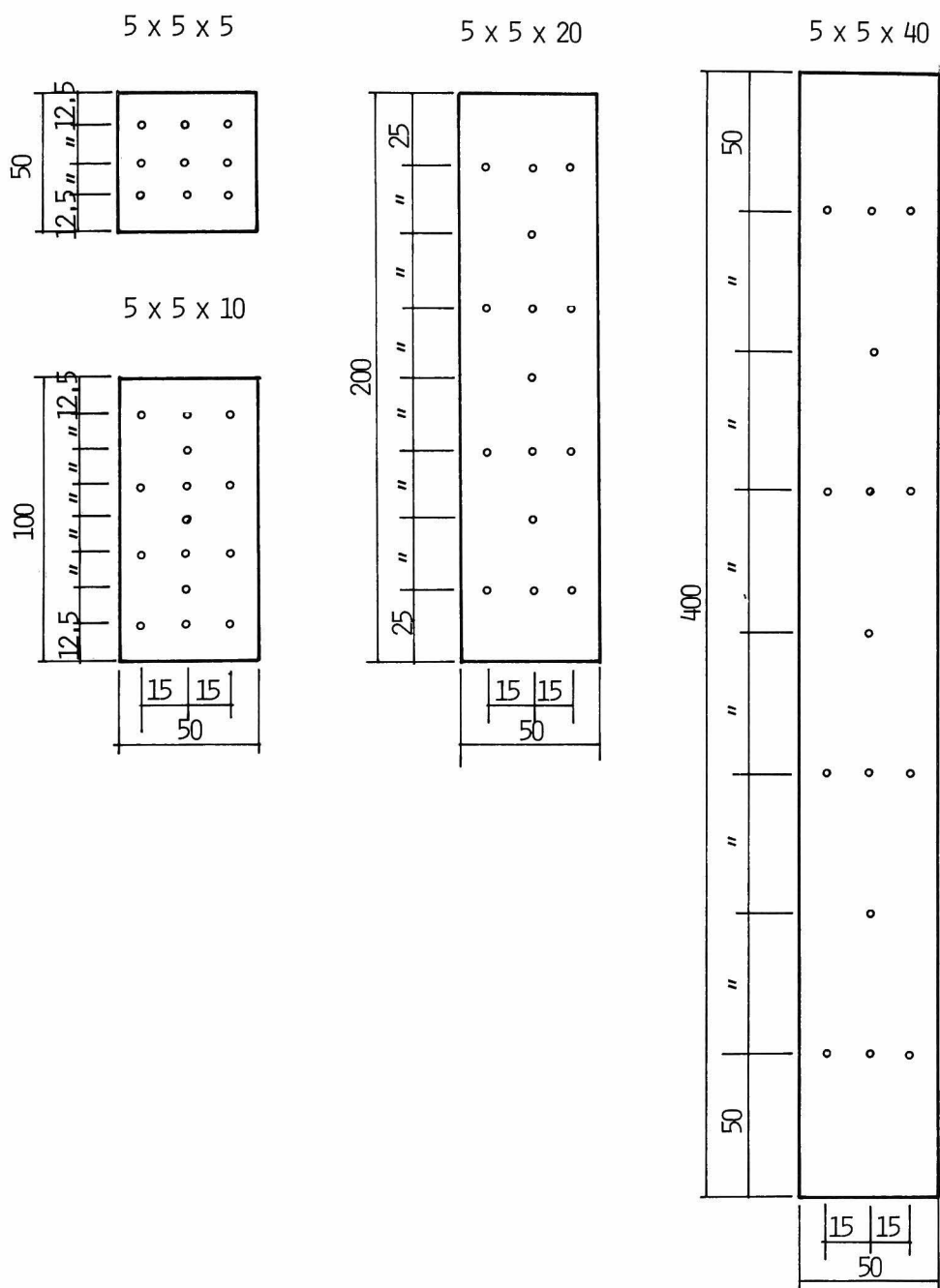


図 3.2.2 角柱の寸法及び圧力測定孔位置

3.3 実験結果と考察

3.3.1 圧力係数

乱れのない一様流中にある3次元角柱に作用する圧力の大きさは、2次元角柱の場合よりはかなり小さいことが桂等の研究によって明らかにされている。²⁾例えば、迎角 0° の場合の3次元正四角柱の側面中央点の変動圧力係数の大きさは、アスペクト比が8の場合、2次元角柱の場合の1割程度に過ぎない。またアスペクト比が2.5になってもまだ変動圧力係数は、2次元角柱の場合の8割程度で、乱れのない一様流中の場合、流れの3次元性の影響はこのように高さ方向に細長い角柱においてさえ、無視することができないようである。

桂の研究は、主に流れが面に直角に当たる場合の側面及び背面に作用する圧力について、アスペクト比、辺長比の影響を系統的に調べたものであるが、迎角の変化に伴って上述したような圧力の特徴はどのように変化するであろうか。図3.3.1は乱れのない一様流中にあるアスペクト比4の正四角柱の面の中央点の平均圧力係数が、迎角に伴ってどのように変化するかを示したものである。図3.3.1中の実線が2次元正四角柱の場合を示している。3次元正四角柱の平均圧力係数は、迎角 70° あたりまでは2次元正四角柱の場合とほとんど差はないが、迎角 80° 以上になると差は急速に大きくなり、2次元正四角柱の約半分にすぎない。

図3.3.2は、3次元正四角柱の中央高さの断面内の平均圧力分布を示したものである。迎角 0°

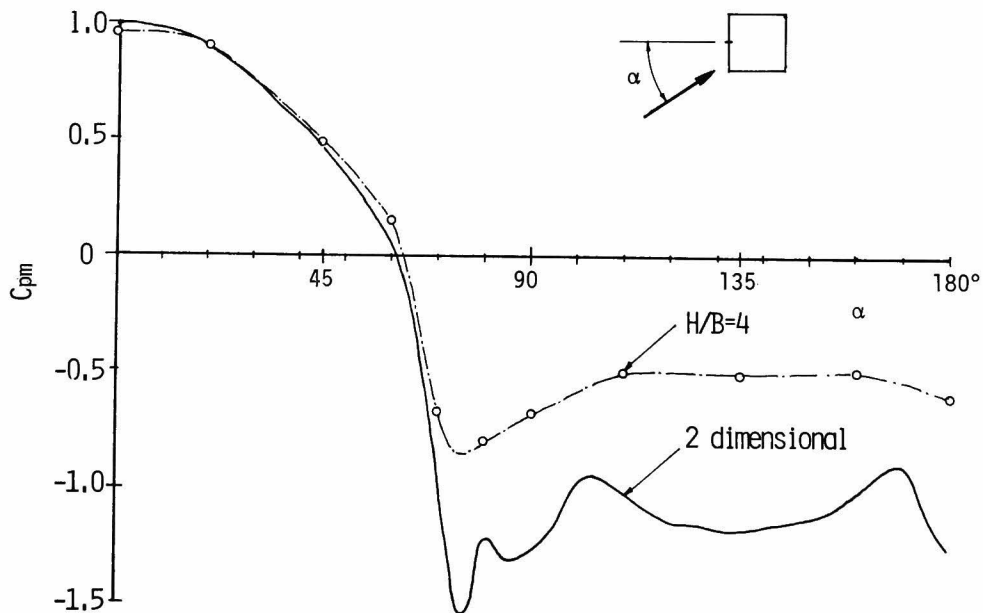


図 3.3.1 平均圧力係数の迎角による変化、一様流中、実線は2次元角柱、一点鎖線は3次元角柱、アスペクト比 $H/B=4$

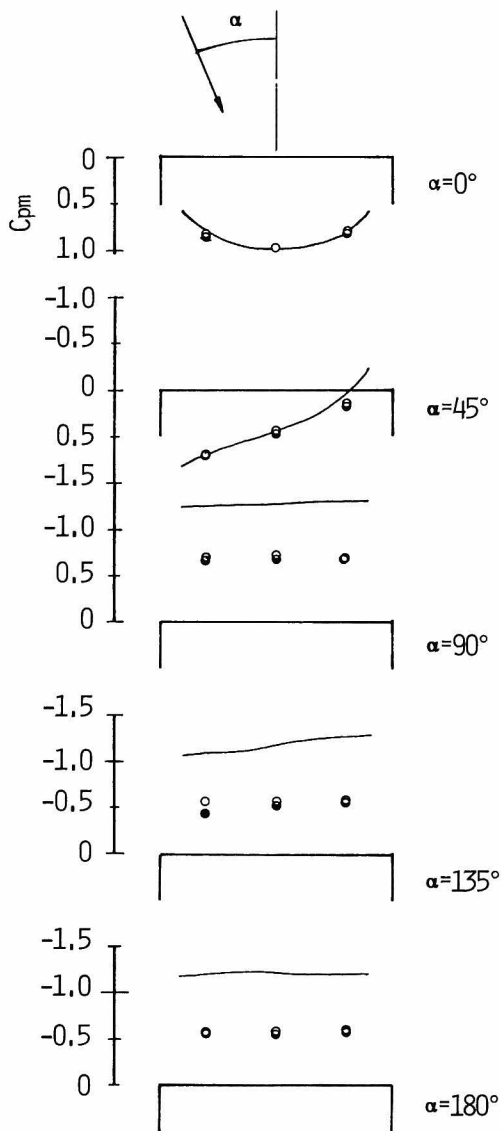


図 3.3.2 平均圧力分布，一様流中， $\circ H/B = 2$ ， $\sim H/B = 8$

付近で負圧が大きく，下部へ向かう程負圧は小さくなる。なおこの場合の負圧の変化は，迎角 70° の場合にみられたような，断面内の圧力分布形状の変化に伴うものでなく，図 3.3.4 に示したように負圧全体の変化によるものである。

流れに乱れがある場合には，3次元角柱に作用する圧力の性状は，桂も指摘しているようにより2次元角柱の状態に近いようである。図 3.3.5 は，アスペクト比 4 の正四角柱の面の中央点の

及び 45° では，平均圧力の大きさ及び分布形とも2次元角柱の場合とよく一致し，風上面に対しては流れの3次元性の影響はあまり大きくないことがわかる。迎角 90° ， 135° ， 180° の場合は，図 3.3.1 でもみられたように圧力係数の値は2次元角柱の場合の半分程度に減少するものの，分布形にはあまり大きな差は認められないところから，角柱の中央断面付近の流れの平均的な状態，例えば再付着の有無等については，2次元角柱の場合とあまり大きな差はないと考えられる。

次に，平均圧力係数の鉛直分布（軸方向の分布）が迎角に伴ってどのように変化するかを調べてみる。図 3.3.3 は，アスペクト比 4 の正四角柱の面の中心線に沿った平均圧力係数を示したものである。迎角 0° から 45° までは，平均圧力係数は角柱の頂部と下部でやや小さくなるもののほぼ一様に分布しており，風上面に対しては流れの3次元性の影響があまり大きくないことがわかる。迎角 70° では，角柱の頂部及び下部で負圧が小さい凸形分布形を示す。平均圧力係数がこのような鉛直分布形を示す要因は図 3.3.4 に示したように，剥離流の再付着点の位置が角柱の頂部及び下部の方が中央部付近よりも風上側にくるため，断面内での圧力分布

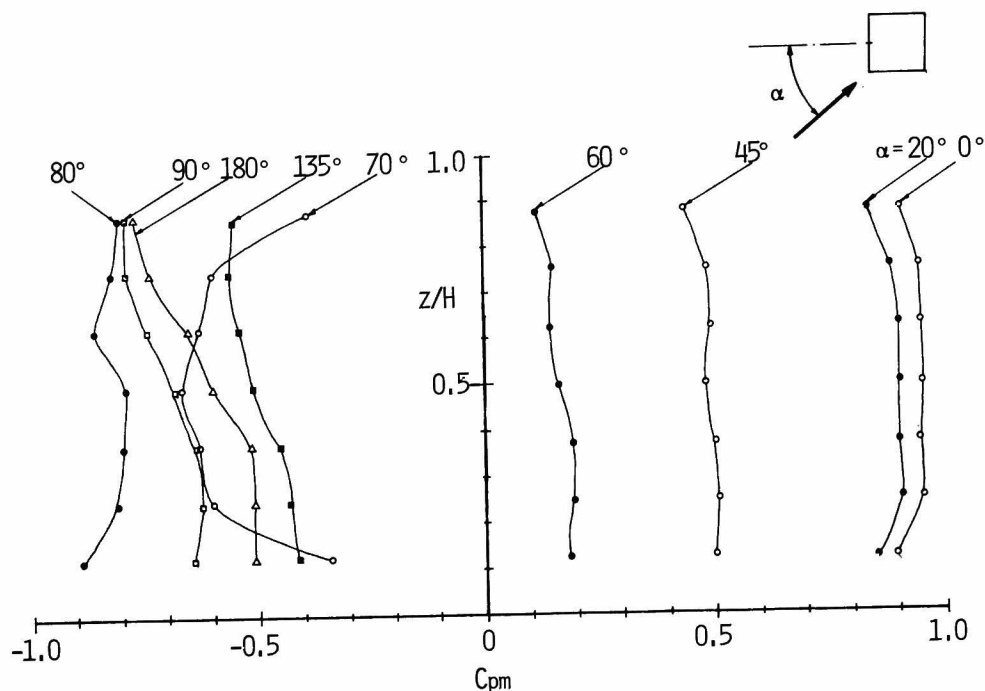


図 3.3.3 平均圧力係数の鉛直分布，一様流中， $H/B = 4$

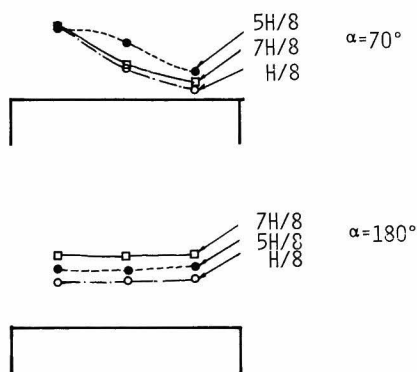


図 3.3.4 高さ方向の平均圧力分布の変化， $H/B = 4$ ，一様流中

平均圧力係数，変動圧力係数の迎角による変化を示したものである。平均圧力係数，変動圧力係数とも迎角 90° 付近まではほぼ 2 次元角柱の場合に一致し，流れの 3 次元性の影響が乱れない場合に比べて大きくないことがわかる。しかし，迎角 $10^\circ \sim 16^\circ$ では，平均圧力係数の絶対値及び変動圧力係数の絶対値はかなり小さくなり，流れの 3 次元性の影響の度合いが迎角に大きく影響されることがわかる。迎角 $10^\circ \sim 16^\circ$ で圧力係数が小さくなる要因は，後に述べるように，3 次元角柱の場合この迎角の範囲では，後流中に明確な周期的交番渦が形成されなくなるからである。

図 3.3.6，3.3.7 は，正四角柱の中央高さの断面内の平均圧力係数及び変動圧力係数の分形を示している。

アスペクト比 8 の場合の圧力分布は，迎角 135° の場合を除けば，2 次元角柱の場合とよく一致

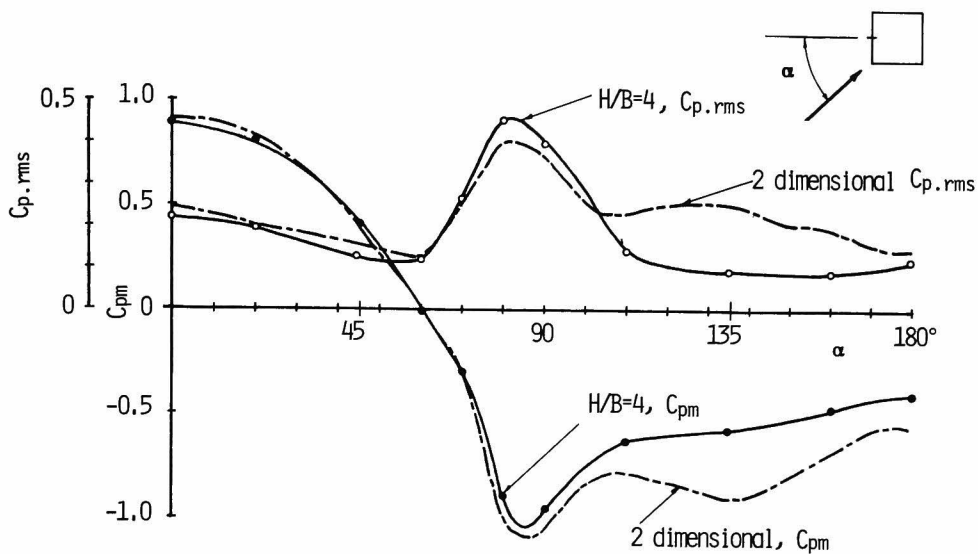


図 3.3.5 平均圧力係数，変動圧力係数の迎角による変化，
 ●—● 平均圧力係数，格子 1， $H/B = 4$
 ○—○ 変動圧力係数，格子 1， $H/B = 4$
 --- 2次元角柱，格子 1

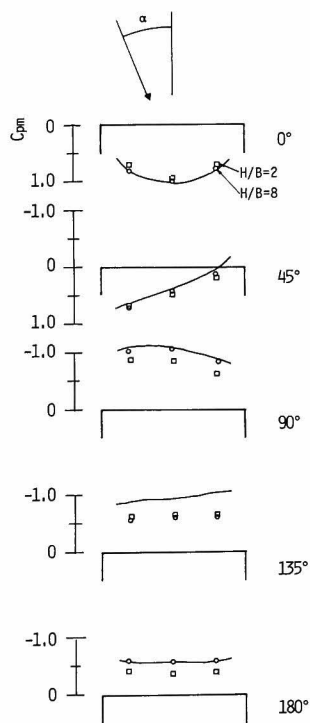


図 3.3.6 平均圧力係数分布，格子 1，
 □ $H/B = 2$ ，○ $H/B = 8$
 実線は 2次元角柱

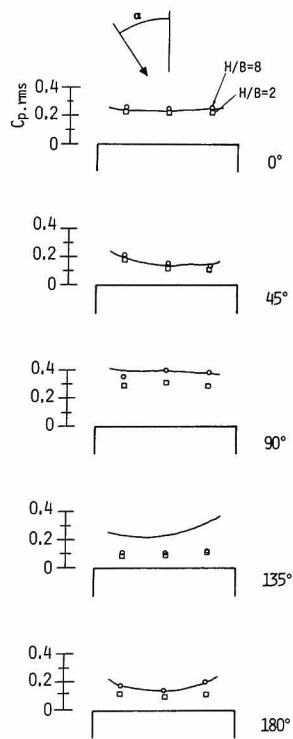


図 3.3.7 変動圧力係数分布，格子 1
 □ $H/B = 2$ ，○ $H/B = 8$ ，
 実線は 2次元角柱

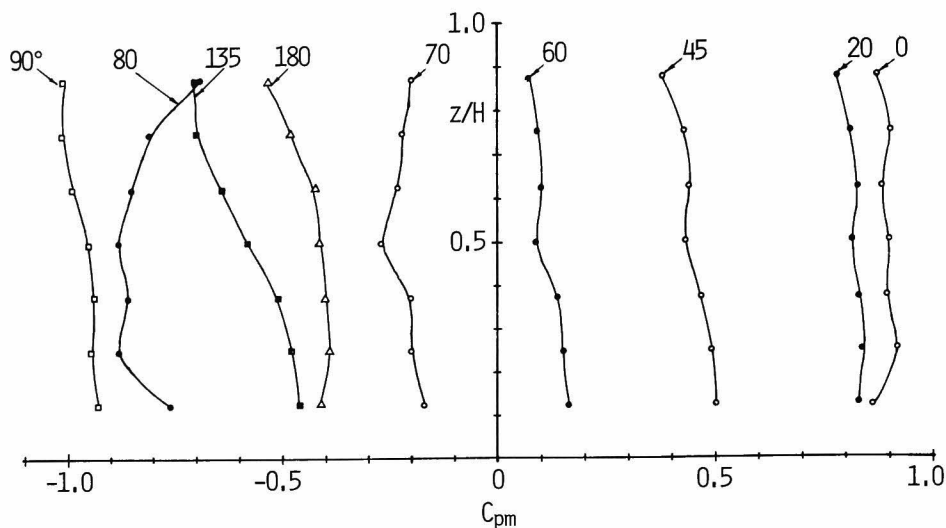


図 3.3.8 平均圧力係数の鉛直分布，格子 1， $H/B = 4$

している。

図 3.3.8 は、アスペクト比 4 の正四角柱の面の中心線に沿う平均圧力係数の鉛直分布を示している。迎角 45° まで、即ち風上面では、圧力の大きさ及び分布形状とも、乱れの無い場合（図 3.3.3）と類似している。迎角 80° の場合の平均圧力係数は、乱れの無い場合の迎角 70° の場合とよく似た分布形状を示している。迎角 90° 以上では、乱れの無い場合と同様、頂部付近で負圧が大きくなるが、迎角 90° 及び 180° における鉛直方向の平均圧力勾配は、乱れない場合に比べるとかなり小さく、角柱の周囲の流れの状態がより 2 次元に近づいていることがわかる。乱流中の場合、鉛直方向の平均圧力勾配が最も大きくなるのは迎角 135° であり、この迎角付近で流れの 3 次元性の影響が最も大きくなることがわかる。

図 3.3.9 は、変動圧力係数の鉛直分布を示したものである。迎角 0° 、 45° 、即ち風上面では、角柱の頂部付近で変動圧力が大きくなっているが、迎角 90° 以上、即ち風下面では、風上面と逆に角柱の下部付近で変動圧力が大きくなる。風下面での変動圧力が角柱の下部程大きくなる原因は、角柱の周囲の流れの状態が角柱の下部へ向かう程頂部を越える流れの影響が小さくなり 2 次元流の状態に近づくことによって、後流に形成される周期的交番渦が角柱の下部へ向かう程強くなることにあると考えられる。

次にアスペクト比によって、圧力係数がどのように変化するかを調べることにする。図 3.3.10 は、迎角 180° の場合の背面の中央点の平均圧力係数とアスペクト比の関係を示したものである。

$\sqrt{u^2}/U_\infty = 0.145$ （格子 1）の場合、アスペクト比の増大とともに、背圧係数は急速に 2 次元角柱の場合に近づく。一方、 $\sqrt{u^2}/U_\infty = 0.07$ （格子 2）や乱れの無い場合の背圧係数は、2 次元

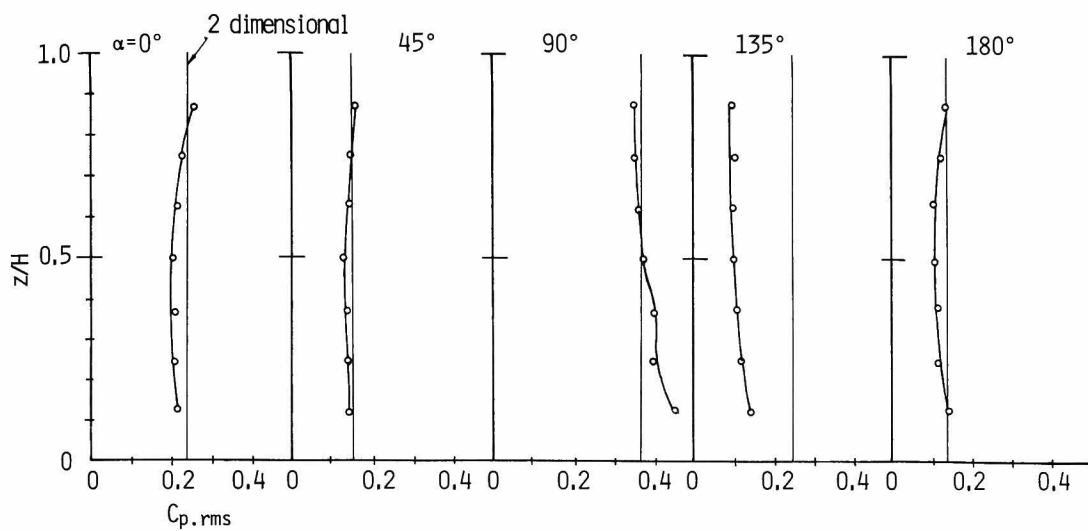


図 3.3.9 変動圧力係数の鉛直分布，格子 1， $H/B = 4$

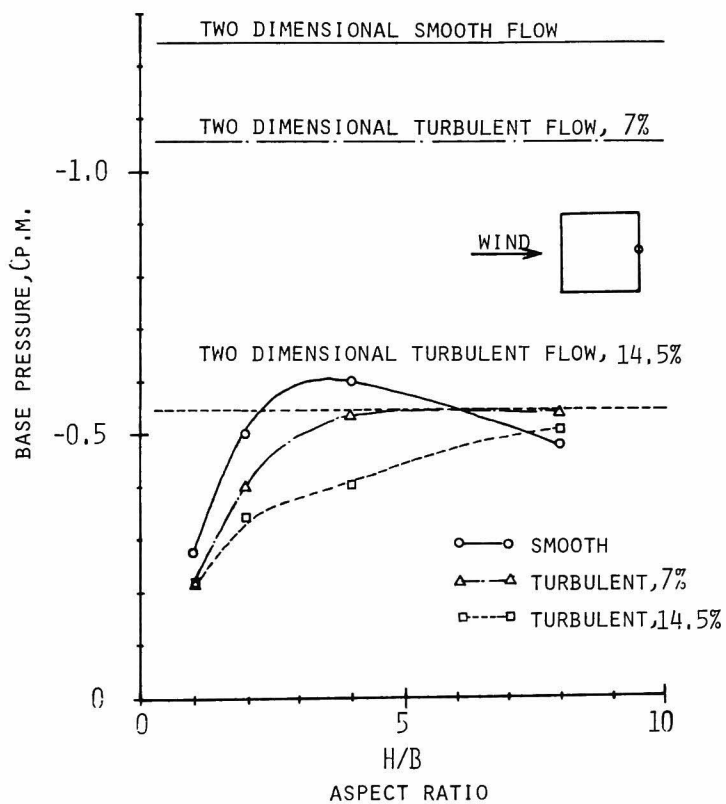


図 3.3.10 背圧係数（背面中央点の平均圧力係数）のアスペクト比による変化

角柱の場合の約半分程度で、アスペクト比が8程度では、流れの3次元性がかなり大きく影響する。

図3.3.1 1は、迎角 90° の側面中央点の変動圧力係数とアスペクト比の関係を示したものである。 $\sqrt{u^2}/U_\infty=0.145$ の場合、変動圧力係数は背圧係数と同様、アスペクト比の増大とともに2次元角柱の場合に急速に近づく。一方、 $\sqrt{u^2}/U_\infty=0.07$ や乱れの無い場合、柱も指摘しているように、変動圧力係数はアスペクト比の増大に伴って単調に2次元角柱の状態に近づくわけではなく、アスペクト比が増大するに伴い、変動圧力係数が減少する傾向も認められる。²⁾ また2次元角柱の場合、変動圧力係数の大きさは、乱れが大きくなるにしたがって小さくなるが、アスペクト比8以下の3次元角柱の場合には、2次元角柱の場合とは逆に乱れが大きくなるにしたがって変動圧力が大きくなる。これは上述したように、乱れが大きくなるとともに流れがより2次元に近い状態を呈するようになることと、3次元角柱の場合、側面の変動圧力がより風上から近づいてくる乱れの影響を受け易くなることが関係している。

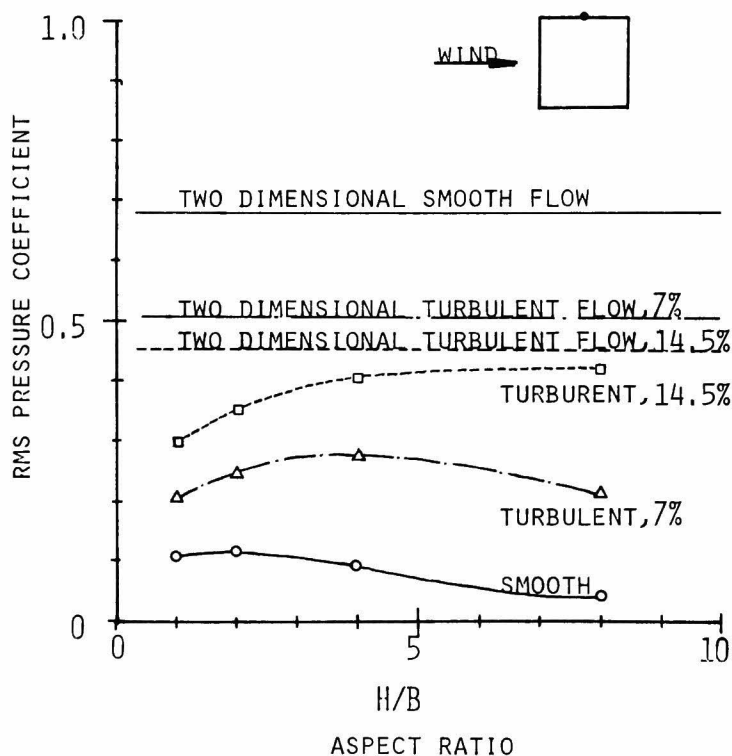


図 3. 3. 1 1 側面中央点の変動圧力係数のアスペクト比による変化

3.3.2 パワースペクトル密度

前節では、3次元角柱の圧力係数の大きさ及び分布形に及ぼす、乱れ強さ、アスペクト比、迎角の影響を、2次元角柱の場合と比較しながら検討し、圧力の性状に対する流れの3次元性の影響について考察した。本節では自然風の状態に最も近いと考えられる格子1の乱流中 ($\sqrt{u^2}/U_\infty = 0.145$) におかれた3次元正四角柱に作用する圧力変動のパワースペクトル密度を調べ、2次元正角柱の場合と比較することにする。

図3.3.1 2は、格子1の乱流中にあるアスペクト比4の3次元正四角柱の面の中央点に作用する圧力変動の規準化パワースペクトル密度が、迎角によってどのように変化するかを調べたものである。図3.3.1 2の実線が、2次元正角柱の場合のパワースペクトル密度を示している。迎角0°、45°及び180°のパワースペクトル密度の形はほとんど2次元角柱の場合とかわらない。迎角90°の場合、無次元周波数 $nB/U_\infty = 0.1$ 付近でのスペクトルピークが、2次元角柱の方が幾分鋭くま

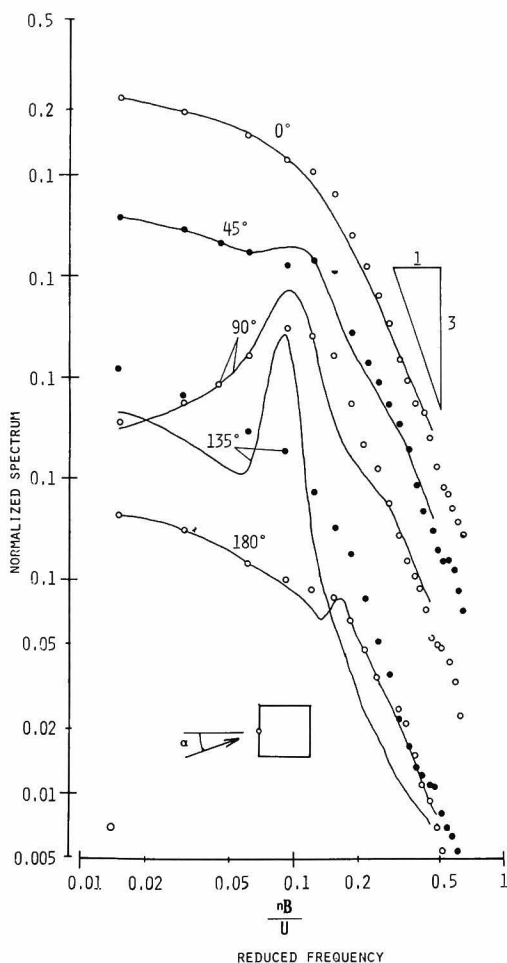


図3.3.1 2 規準化パワースペクトル密度の迎角による変化、格子1, $H/B = 4$ (中央点), 実線は2次元角柱

たその位置が若干高周波側にあるが、パワースペクトル密度の全体の傾向は、2次元角柱と3次元角柱でそれ程大きな差はない。一方迎角が135°の場合、2次元角柱のパワースペクトル密度には、 $nB/U_\infty = 0.1$ 付近にきわめて鋭いピークが存在し、角柱の後流で規則的に渦が発生している状態を想定させるが、3次元角柱の場合 $nB/U_\infty = 0.1$ 付近には、スペクトルピークは全くなく、この迎角では規則的な渦は発生しないことがわかる。このことが、前節で述べたように、この迎角での3次元角柱の圧力係数が2次元角柱の場合よりかなり小さくなることの原因である。なぜなら、Kármánの研究等で知られているように、物体の背面に作用する大きな負圧は、主に規則的に発生する渦が持ち去る運動量の欠損によってもたらされるからである。

次に、このようなパワースペクトル密度の特徴が、アスペクト比や圧力変動の測定位置によってどのように変化するかを、風上面、側面に分けて調べるこ

とにする。図3.3.1 3は、迎角0°の場合の

風上面の中央点の圧力変動のパワースペクトル密度がアスペクト比によって、どのように変化するかを調べたものである。図 3.3.1 3 のパワースペクトル密度の表示方法は、第 1 章で示した 2 次元角柱の場合と同様である。図中の実線が 2 次元角柱の場合を示している。中央点の圧力変動のパワースペクトル密度のアスペクト比による差はあまり大きくなく、ほぼ 2 次元角柱の場合と等しいことがわかる。ただし、スペクトル密度を詳細に検討した場合には、高周波数領域でのスペクトル密度の勾配がアスペクト比が増大するにしたがって小さくなる等、若干アスペクト比による差が認められる。この点に関しては、3.3.6 項の流速-圧力アドミッタンスのところで再度考察する。

図 3.3.1 4 は、迎角 0° の場合のアスペクト比 4 の正四角柱の中心線上の圧力変動のパワースペクトル密度を示したものである。頂部付近を除けば、パワースペクトル密度はほとんど変化せず

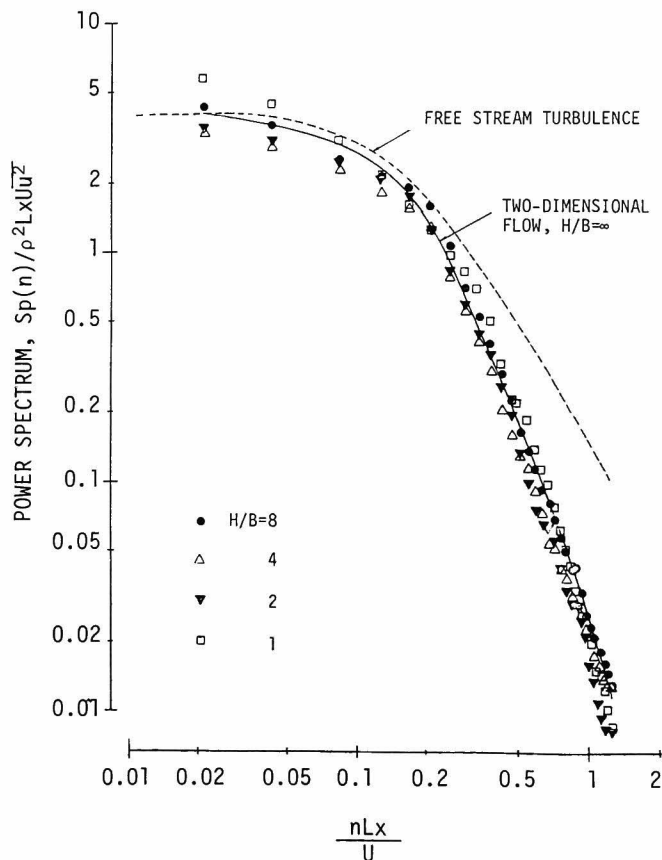


図 3.3.13 風上面中央点の圧力変動のパワースペクトル密度, 格子 1, $\alpha = 0^\circ$

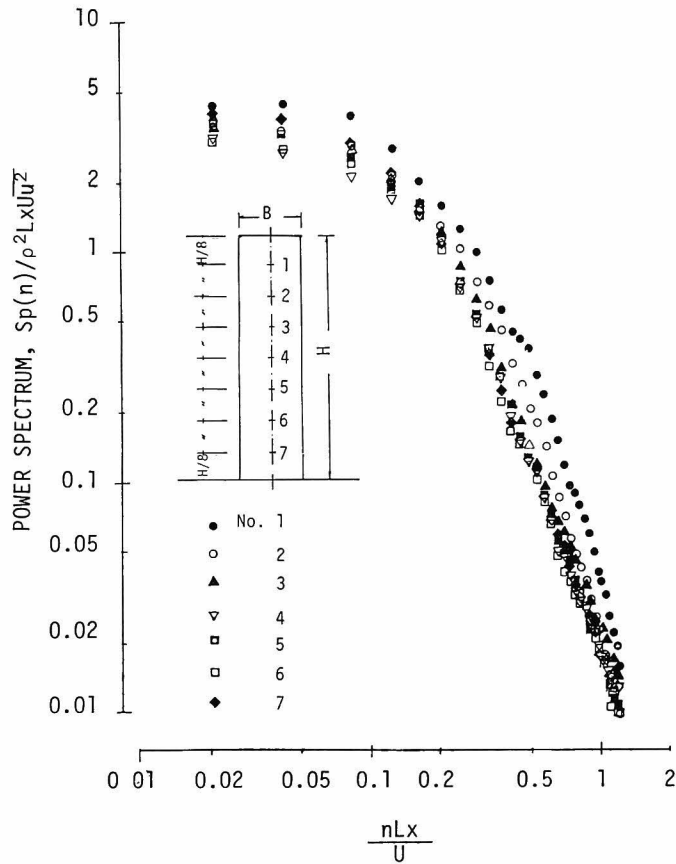


図 3.3.14 風上面の圧力変動のパワースペクトル密度, $H/B=4$, $\alpha=0^\circ$, 格子 1

2次元角柱の場合とよく一致している。このように、風上面に関しては、圧力変動のパワースペクトル密度は、2次元角柱の場合とそれ程大きな差はないといえる。

図 3.3.15 は、迎角 90° における側面中央点の圧力変動の規準化パワースペクトル密度を示したものである。図 3.3.15 のパワースペクトル密度の表示方法は、図 3.3.14 と違いパワースペクトル密度に周波数を乗じた量を縦軸としている。図 3.3.15 中の点線が 2次元角柱の場合を示しているが、アスペクト比が大きくなるにつれて、 $nB/U_\infty=0.1$ 付近のパワースペクトル密度のピークが鋭くなり、2次元角柱の場合に近づくことがわかる。また、スペクトルピークの位置はアスペクト比 4 までは、若干 2次元角柱の場合より小さい。

図 3.3.16 は、迎角 90° の場合のアスペクト比 4 の角柱の側面の中心線上の圧力変動のパワースペクトル密度を示したものである。角柱の下部へ向かうにつれて、 $nB/U_\infty=0.1$ 付近のスペク

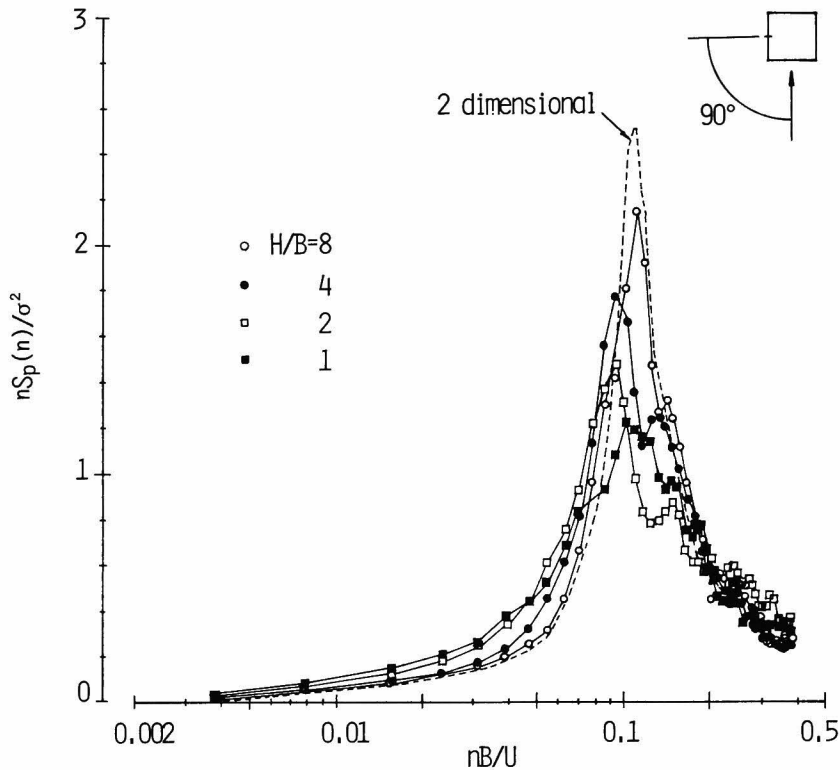


図 3.3.1 5 側面中央点の圧力変動のパワースペクトル密度, 格子1, 点線は 2 次元角柱

トルピークが鋭くなり, パワースペクトル密度はより 2 次元角柱の場合に近づいている。また, 頂部付近の圧力変動のパワースペクトル密度には, $nB/U_\infty=0.1$ 付近のスペクトルピークの他に, $nB/U_\infty=0.15$ 付近にもスペクトルピークが認められる。

図 3.3.1 7 は, 剥離流が側面に再付着する迎角 7.0° の場合の, アスペクト比 4 の角柱の中央高さ断面内の圧力変動のパワースペクトル密度を示している。点線等で示した 2 次元角柱の場合, 第 1 章で述べたように側面の風下端付近での圧力変動は, 後流に形成される周期的交番渦の影響を強くうけ, そのパワースペクトル密度は, $nB/U_\infty=0.1$ 付近にきわめて鋭いピークを示す一方, 風上端付近の圧力変動は, 風上から近づいてくる乱れの影響が大きく, $nB/U_\infty=0.1$ 付近のピークは差程大きくならない。これに対して 3 次元角柱の場合, 側面の風上端付近の圧力変動のパワースペクトル密度には, $nB/U_\infty=0.15$ 付近にピークが認められるが, 風下端付近では高周波数領域へ向かうにつれて, 圧力変動のエネルギーが除々に増大し, そのパワースペクトル密度には明確なスペクトルピークは存在しない。

このように, 迎角 7.0° の場合の圧力変動のパワースペクトル密度が, 3 次元角柱と 2 次元角柱で大きく異なる原因は, 3 次元角柱の場合, 2 次元角柱と異なりこの迎角においてはその後流に明確な周期的渦が形成されなくなることにあると考えられる。図 3.3.1 8 は, 角柱の風上と後流

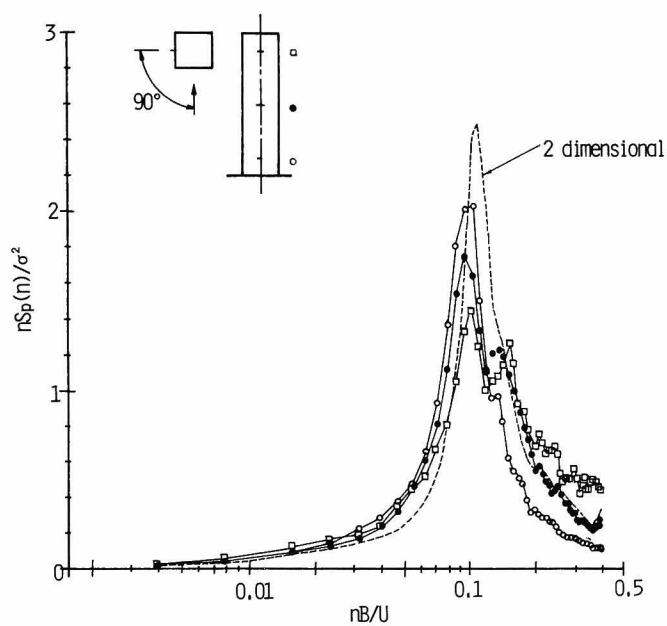


図 3.3.16 側面の圧力変動のパワースペクトル密度, 格子 1, $H/B = 4$
点線は 2 次元角柱

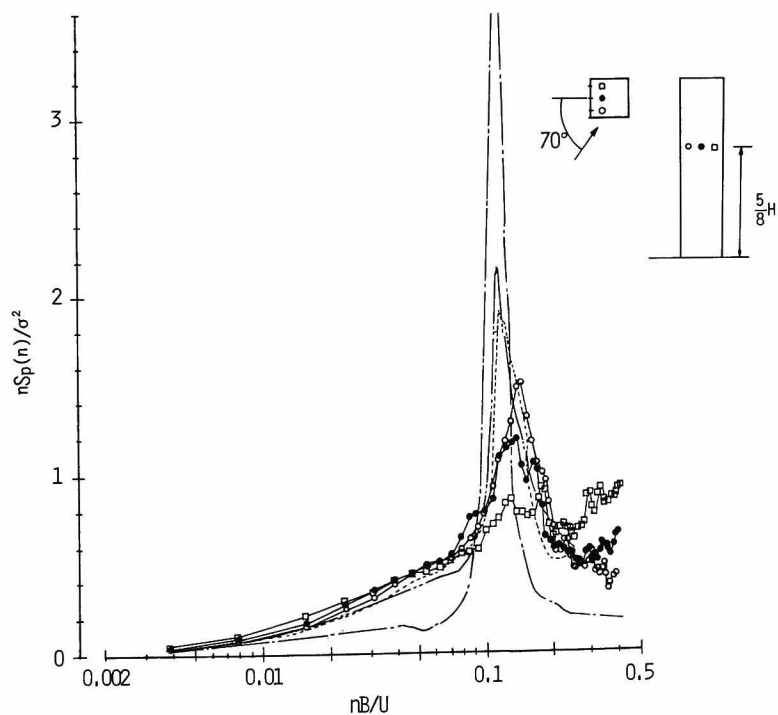


図 3.3.17 側面の圧力変動のパワースペクトル密度, $H/B = 4$,
 $z = 5H/8$, 格子 1, 一点線鎖線等は 2 次元角柱

における主流方向の流速変動のパワースペクトル密度を示している。3次元角柱の流速変動のパワースペクトル密度は、風上に関しては2次元角柱の場合とほとんどかわらないが、後流に関しては、2次元角柱の場合に認められる $nB/U_\infty = 0.12$ 付近のスペクトルピークが3次元角柱の場合には著しく弱まりその後流には明確な周期的渦が形成されていないことがわかる。

このように、迎角 70° での側面の圧力変動のパワースペクトル密度は、2次元角柱と3次元角柱とで大きく異なる。しかしながら、圧力変動の要因は2次元角柱と3次元角柱で基本的な相違はないようである。というのは、図3.3.19の風上の流速変動と側面の圧力変動のコヒーレンスの平方根にみるように、側面の風上側の圧力変動は、3次元角柱においても、2次元角柱と同様風上から近づいてくる乱れの影響を大きくうけるからである。

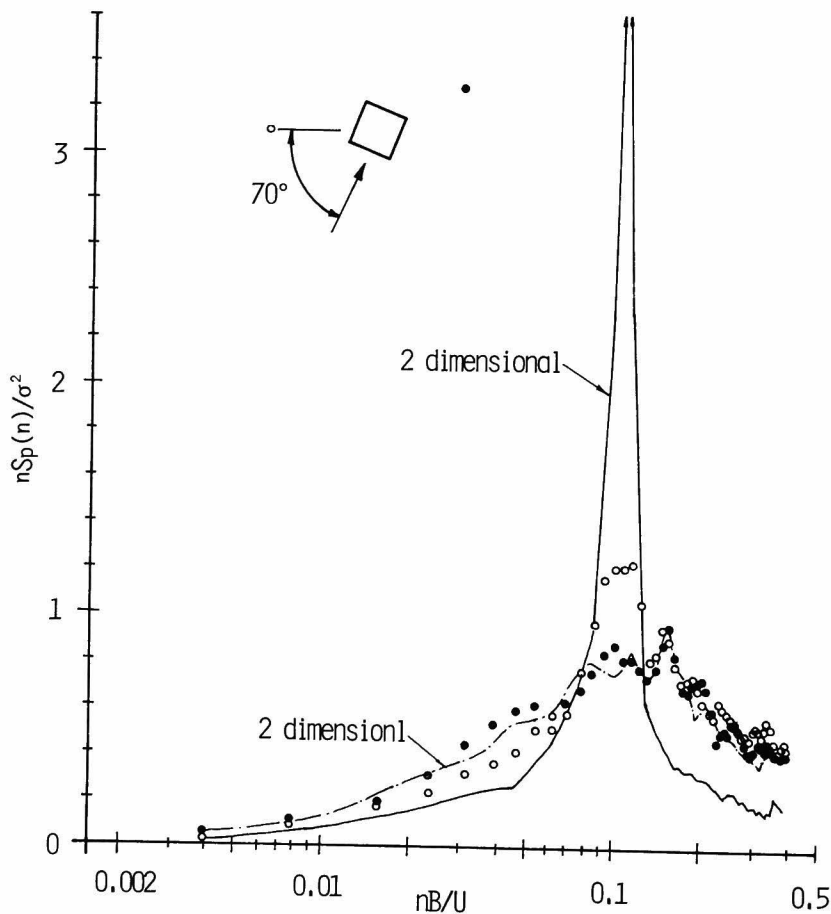


図 3.3.18 角柱の風上と後流の流速変動のパワースペクトル密度，
 $H/B = 4$ ，格子 1，実線は 2 次元角柱（後流），
 一点鎖線は 2 次元角柱（風上）

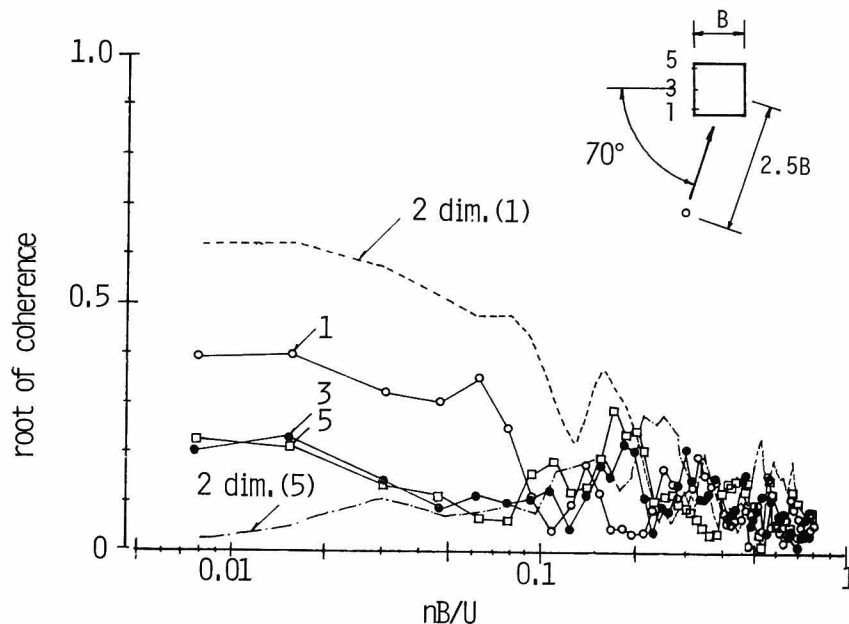


図 3.3.19 角柱の風上の流速変動と側面の圧力変動とのコヒーレンスの平方根
格子 1 , $H/B = 4$, $z = 5H/8$, 点線及び一点鎖線は 2 次元角柱

3.3.3 圧力変動の相互相関係数

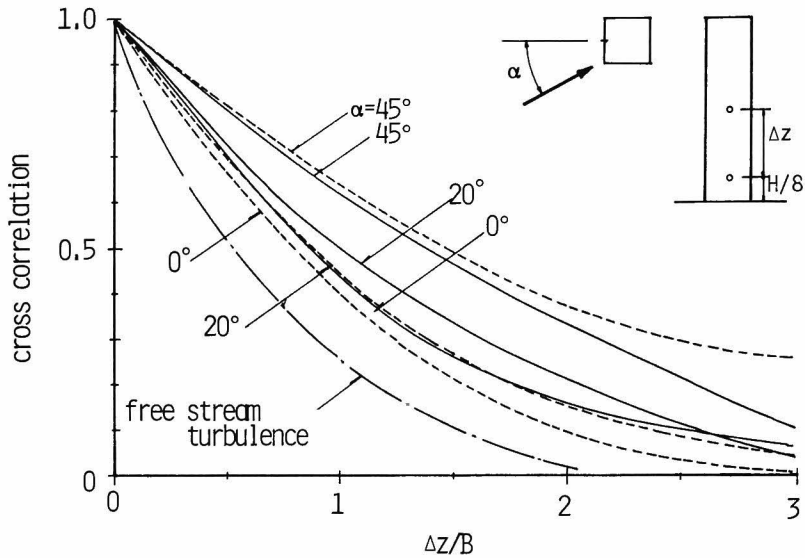
格子 1 の乱流中にある 3 次元角柱に作用する圧力変動の性状は、流れが面に直角に当たる場合、即ち迎角 0° , 90° , 180° の場合には、2 次元角柱に作用する圧力変動の性状と大差のないことが、前項迄で明らかにされた。また流れが面に対して斜めから当たる場合においても、風上面に関する限り、2 次元角柱に作用する圧力変動の性状と大きくは異ならない。したがって格子 1 の乱流中にある 3 次元角柱に作用する圧力変動の相互相関係数についても、風上面の場合や、迎角 90° , 180° の側面及び背面の場合には、第 1 章で述べた相互相関係数の特徴がそのまま依持されると考えるのが妥当であろう。事実、後に詳述するように、これらの場合には、若干の差はあるにしても、基本的には 3 次元角柱と 2 次元角柱の圧力変動の相互相関係数は等しいと考えてよい。

一方、その他の迎角の場合の風下面については、前項で明らかにしたように、2 次元角柱と 3 次元角柱とで圧力変動の性状にかなりの差が認められる場合があるが、相互相関係数についても圧力係数分布やパワースペクトル密度等とよく対応した傾向が認められる。

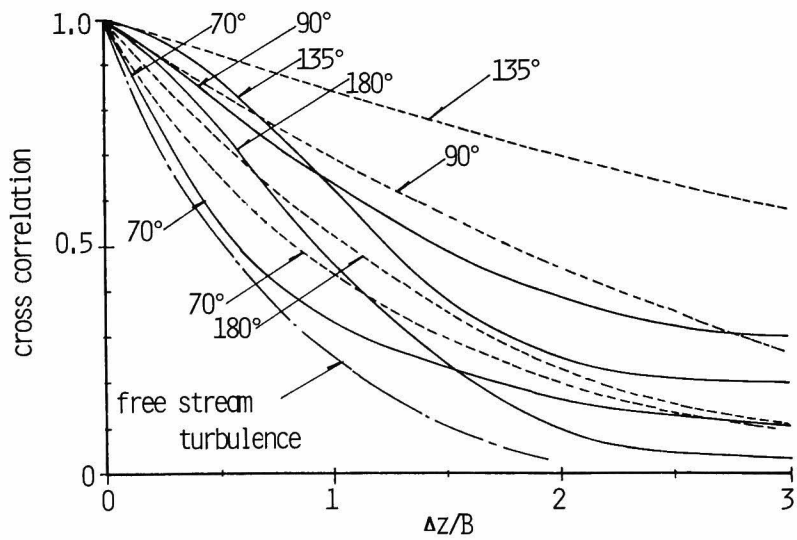
以下、3 次元角柱に作用する圧力変動の鉛直方向（軸方向）、水平方向（断面内方向）及び相対する 2 面間の相互相関係数と、圧力変動と角柱の風上及び後流の流速変動の相互相関係数について、主に格子 1 の乱流中にある 3 次元正四角柱に作用する圧力変動に関する実験結果に基づいて、2 次元角柱に関する結果と比較しながら詳述する。

圧力変動の鉛直方向の相互相関

図 3.3.2 0 は、格子 1 の乱流中にあるアスペクト比 4 の 3 次元正四角柱の面の中心線に作用する圧力変動の鉛直方向の相互相関係数が迎角によってどのように変化するかを調べたものである。



a) $\alpha = 0^\circ \sim 45^\circ$, 風上面



b) $\alpha = 70^\circ \sim 180^\circ$, 風下面

図 3.3.2 0 圧力変動の鉛直方向の相互相関係数, 格子 1, $H/B = 4$
点線は 2 次元角柱, 一点鎖線は一般流の主流方向の流速変動

後に述べるように、3次元角柱の場合、鉛直方向の相互相関係数は、基準となる圧力変動の測定位置によって異なるのが普通であり、一般に基準点位置が角柱の下部に近い程相互相関係数は大きい。図 3.3.20 では、測定点のうちで最下端の点 ($z = \frac{1}{8}H$ の点) を基準とした場合の相互相関係数を示したものである。図 3.3.20 中の点線は 2次元角柱の場合を示している。風上面に作用する圧力変動の相互相関係数は、迎角 0° 及び 20° では、若干 3次元角柱の場合の方が 2次元角柱の場合より大きく、迎角 45° の場合は逆に若干 2次元角柱の場合の方が大きくなるが、相互相関係数の差はそれ程大きいものではない。一方風下面の場合、一般に 3次元角柱の相互相関係数は 2次元角柱の場合の相互相関係数よりかなり小さい。特に、迎角 135° の場合には、相互相関係数の 2 測点間の距離の増大に伴う減少の傾向自体が、2次元角柱の場合の指数関数的な減少傾向、即ち $e^{-c \Delta z}$ から、距離の 2 乗に関する指数関数的減少傾向、 $e^{-c \Delta z^2}$ へと変化し、2 測点間の距離が大きいところでは、2次元角柱と 3次元角柱の相関係数の値にかなり大きな差が認められる。このような相互相関係数の距離による減少傾向の変化は、迎角 180° の場合にも認められるが、迎角 180° の場合、2次元角柱と 3次元角柱の相関係数値の差は、迎角 135° の場合程大きくない。

図 3.3.21 は、圧力変動の鉛直方向のスケールと迎角の関係を示したものである。3次元角柱の場合、前述したように迎角によっては、相互相関係数は測点間の距離の指数関数で表わされず、距離の 2 乗の指数関数となる場合があるので、相互相関係数にそのような傾向が認められる場合には、第 1 章で示した方法でスケールを求めず、以下に示す式にしたがってスケールを求めている。

$$R_{pv}(\Delta z) = e^{-c(\Delta z)^2} \quad (3.3.1)$$

$$L_{pv} = \int_0^\infty R_{pv}(\Delta z) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{c}} \quad (3.3.2)$$

$$R_{pv}(L_{pv}) = e^{-\frac{\pi}{4}} \doteq 0.46 \quad (3.3.3)$$

即ち (3.3.3) 式にしたがって、相互相関係数が 0.46 のときの Δz を圧力変動のスケール L_{pv} とした。ちなみに、第 1 章のように相互相関係数が距離の指数関数となる場合、相互相関係数が $1/e \doteq 0.37$ のときの Δz が圧力変動のスケールとなる。

図 3.3.21 に示したように、3次元角柱に作用する圧力変動のスケールは、迎角 90° までは迎角の増大とともに、2次元角柱とよく似た傾向で変化する。しかし、迎角 90° を過ぎたあたりから、3次元角柱と 2次元角柱の圧力変動のスケールには大きな差が生じる。第 1 章で述べたように、2次元角柱の場合迎角が 90° から増大するとともに、後流の周期的交番渦が強まり、圧力変動に対するストローハル数成分、即ち $nB/U_\infty = 0.1$ 付近の変動成分が増大し、相関係数が著しく大きくなる。これに対して 3次元角柱の場合、前項で述べたように、迎角が 90° より大きくなるにつれて、2次元角柱の場合とは逆に後流の周期的交番渦が弱まり、圧力変動に対するストローハル数成分が消滅し、相互相関係数は小さくなる。

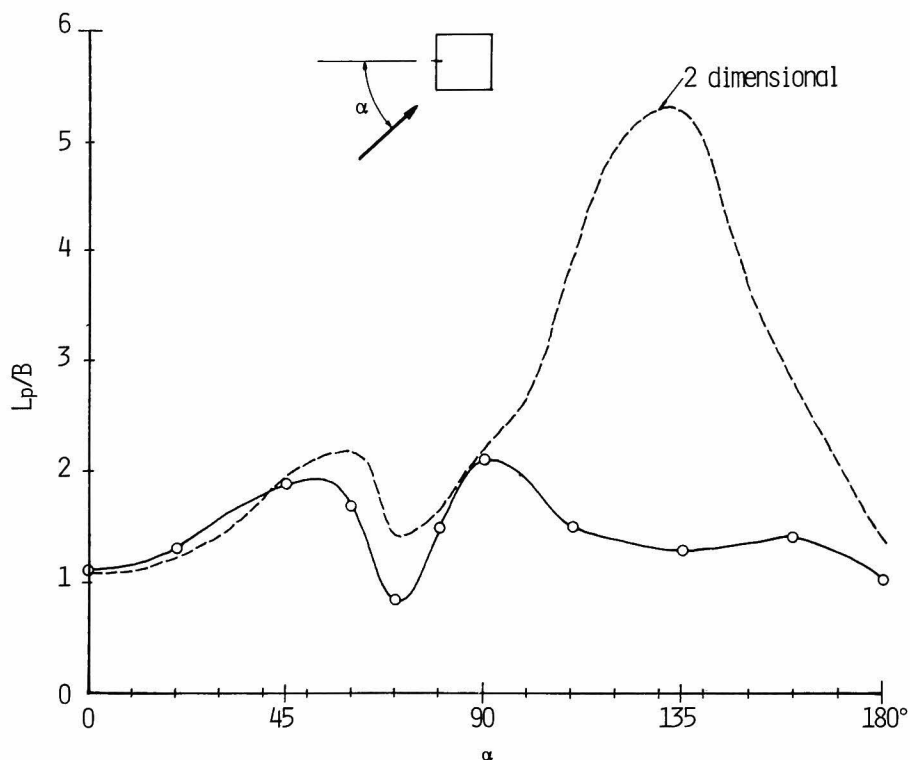


図 3.3.2.1 圧力変動の鉛直方向スケールと迎角の関係，格子 1， $H/B = 4$
点線は 2 次元角柱

以上はアスペクト比 4 の角柱の場合の結果であるが，アスペクト比が変化しても，圧力変動の鉛直スケールの迎角による変化の傾向はあまり大きくは変化しない。しかし，鉛直スケールそのものは，アスペクト比によって若干の影響を受ける。図 3.3.2.2 は，迎角 0° ， 45° ， 90° ， 180° の面の中心線上の圧力変動の鉛直方向の相互相関係数に対するアスペクト比の影響を調べたものである。迎角 180° を除けば，アスペクト比 1 以外の角柱に作用する圧力変動の相互相関係数には大差のないことがわかる。また迎角 45° 以外の場合においては，アスペクト比が大きくなるにつれて，相互相関係数の値は 2 次元角柱の場合に近づく。アスペクト比 1 の場合の相互相関係数は，他のアスペクト比の場合よりは相当小さく，圧力変動の鉛直方向スケールは，いずれの迎角においても，他のアスペクト比の場合の約半分以下である。特に迎角 45° の場合には，他のアスペクト比の相互相関係数が迎角 0° の場合よりも大きくなるのに対して，アスペクト比 1 の場合だけは相互相関係数は減少する。多分この原因は，アスペクト比 1 即ち立方体の場合，Stathopoulos⁷⁾ や桂²⁾ の実験等でみられるように，迎角 45° において屋根面に強い円錐渦が発生し，それに伴い角柱の周面の流れの状態がきわめて複雑となることにあると考えられる。

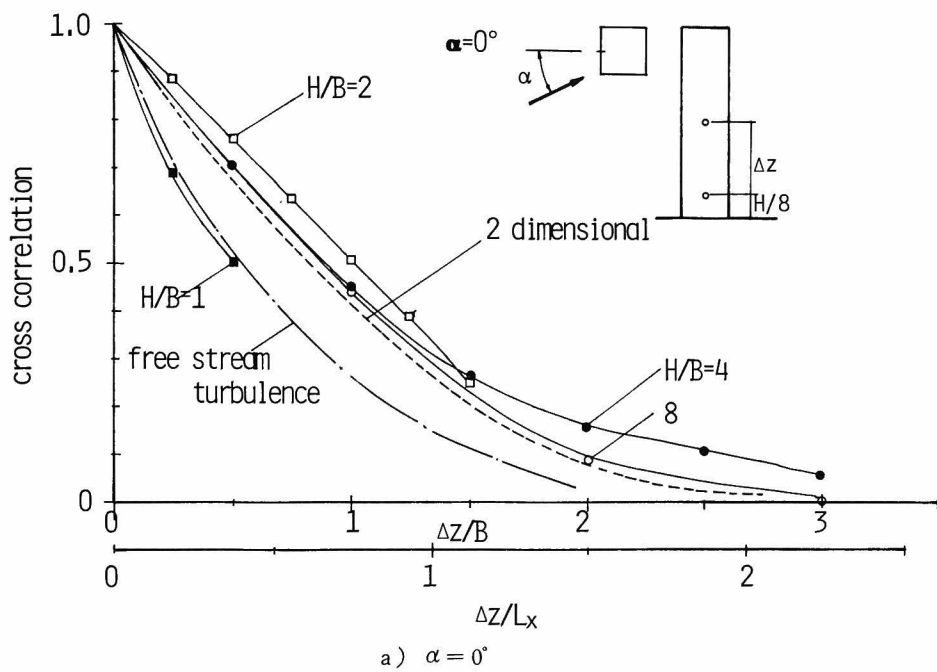


図 3.3.2 2 圧力変動の相互相関係数とアスペクト比の関係，格子 1，
点線は 2 次元角柱，一点鎖線は一般流の主流方向の流速変動

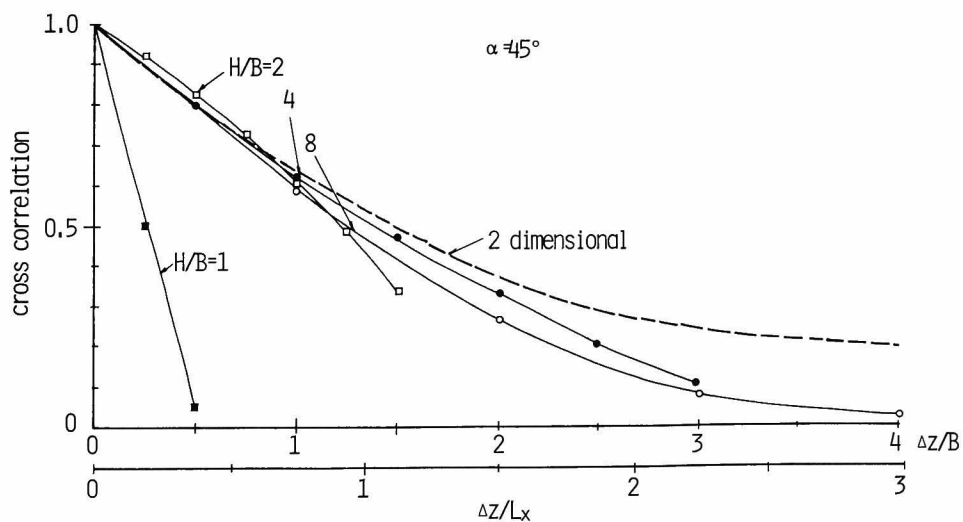


図 3.3.2 2 b) $\alpha = 45^\circ$

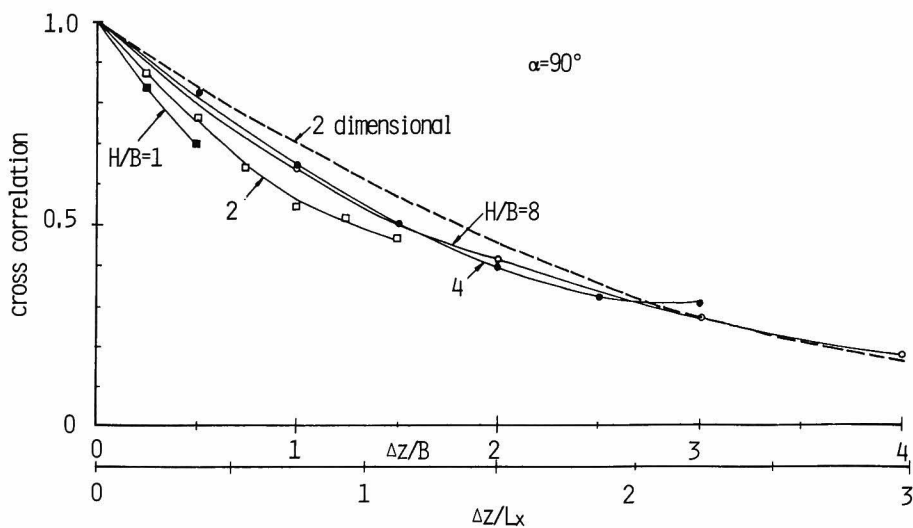


図 3.3.2 2 c) $\alpha = 90^\circ$

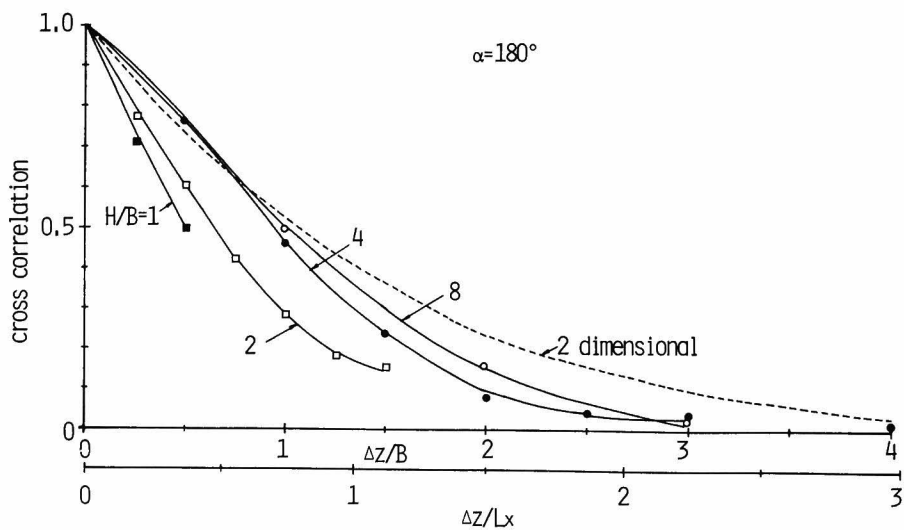


図 3.3.2 2 d) $\alpha = 180^\circ$

また図 3.3.2 3 は、一様流中の迎角 90° の場合の圧力変動の鉛直方向の相互相関係数とアスペクト比の関係を調べたものである。格子 1 の乱流中の場合とは大きく異なり、相互相関係数はアスペクト比によって大きく左右されている。しかも、アスペクト比が大きい程 2 次元角柱の場合に近いかというそうではなく、圧力変動の大きさと同様、アスペクト比 2, 4 の場合

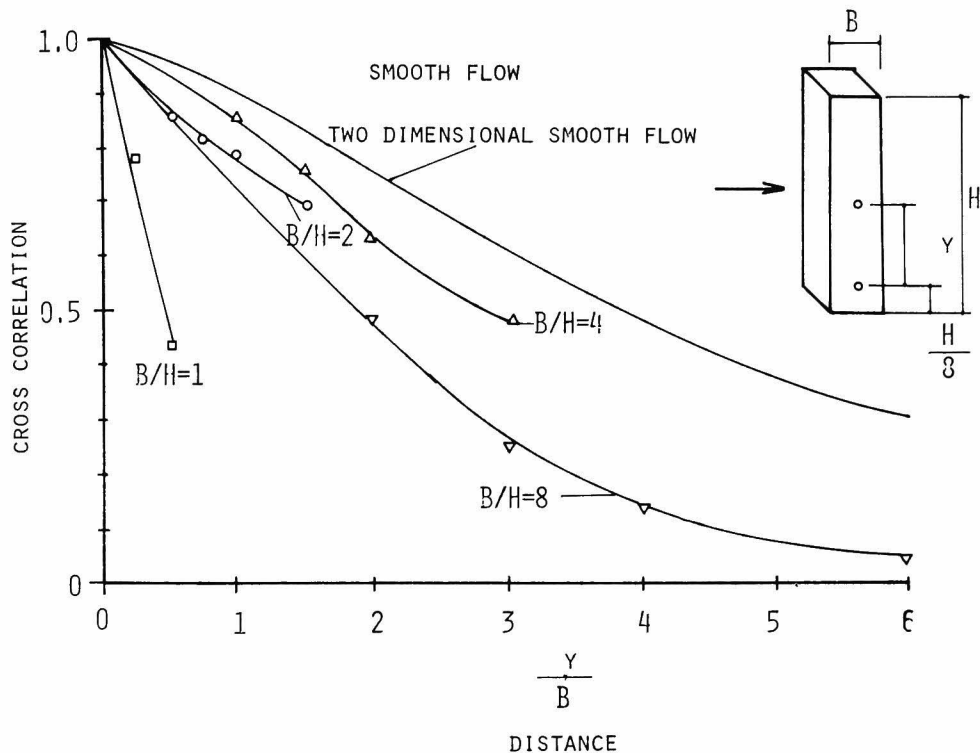


図 3.3.2.3 圧力変動の鉛直方向の相互相関係数，一様流中， $\alpha = 90^\circ$

の方が，アスペクト比 8 の場合よりかなり大きい。

次に，相互相関係数を計算する際の基準点の位置を変えた場合に，相互相関係数がどのように変化するかを調べてみる。図 3.3.2.4，3.3.2.5 は，格子乱流中の迎角 0° の場合におけるアスペクト比 2 及び 4 の角柱の鉛直方向の相互相関係数が，基準点の位置によってどのように変化するかを調べたものである。アスペクト比 2 の場合は，基準点が角柱の下部へ行くにしたがって相互相関係数が大きくなる傾向が認められるが，アスペクト比 4 の場合には，基準点を変化させても，相互相関係数はほとんど変わらない。したがって，迎角 0° の場合に関しては，アスペクト比 4 程度になると，圧力変動の特性はほとんど位置によって変化することがないと考えられる。このことは，前項のパワースペクトル密度からも推論されることである。

一方，図 3.3.2.6 に示した迎角 90° の場合には，アスペクト比が 4 程度になってもまだ，相互相関係数は角柱の下部へ行く程大きくなり，2 次元角柱の場合に近づく。この傾向は，圧力変動のパワースペクトル密度が角柱の下部程，2 次元角柱の場合に近いこととよく対応している。

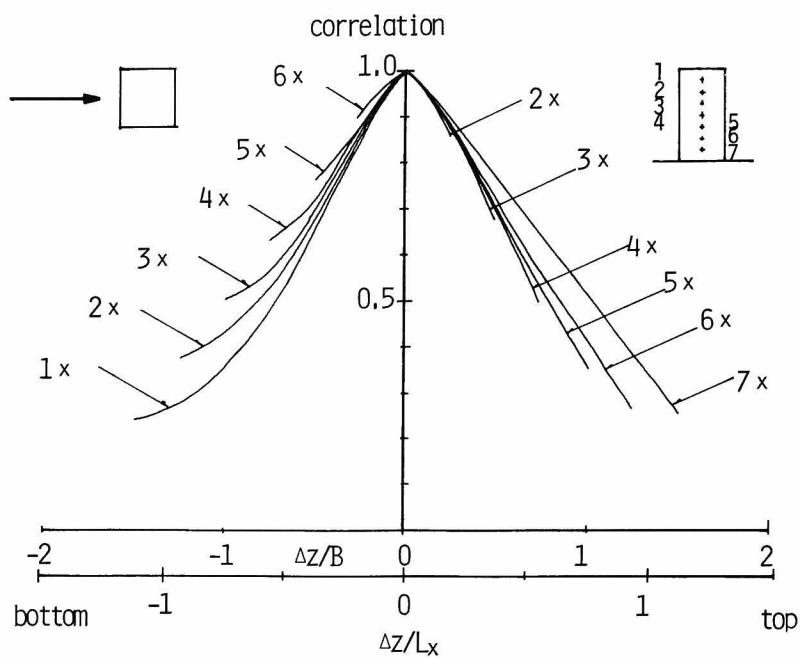


図 3.3.2.4 基準点位置と鉛直方向の相互相関係数， $H/B = 2$ ， $\alpha = 0^\circ$

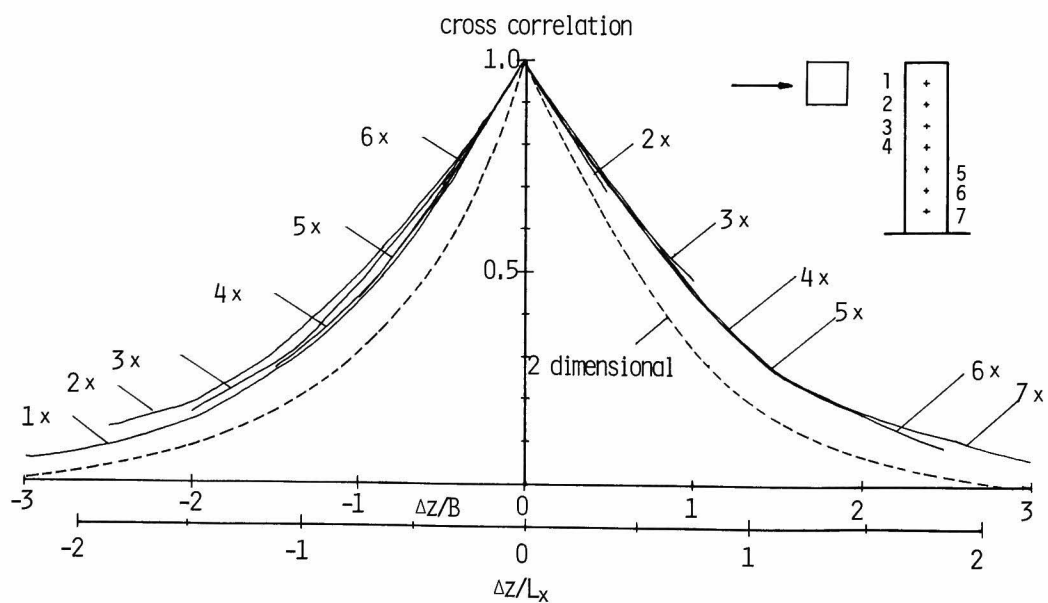


図 3.3.2.5 基準点位置と鉛直方向の相互相関係数， $H/B = 4$ ， $\alpha = 0^\circ$

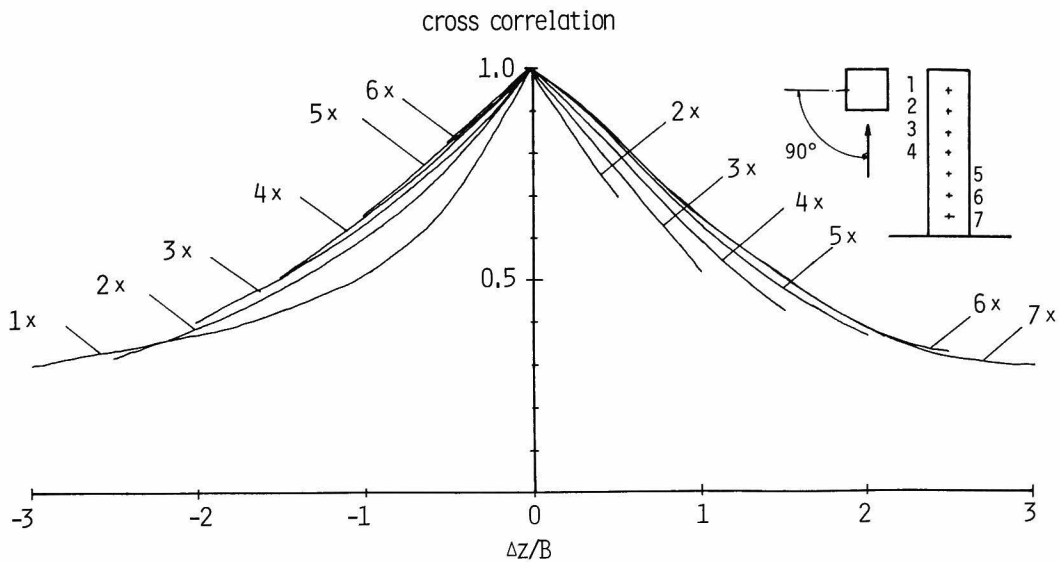


図 3.3.2.6 基準点位置と鉛直方向の相互相関係数， $H/B = 4$ ， $\alpha = 90^\circ$

圧力変動の水平方向の相互相関

次に，圧力変動の水平方向の相互相関係数の特性について考察する。図 3.3.2.7 は，迎角 0° の場合の圧力変動の水平方向の相互相関係数が，アスペクト比によってどのように変化するかを調べたものである。前述した鉛直方向の相互相関係数と同様，アスペクト比 1 の場合を除けば，水平方向の相互相関係数に対するアスペクト比の影響はあまり小さくなく，ほぼ 2 次元角柱の場合と等しい。アスペクト比 1 の場合の水平方向のスケールは，鉛直方向と同様，他のアスペクト比の場合の約半分程度である。

2 次元角柱の迎角 $60^\circ \sim 90^\circ$ の場合の側面の圧力変動の相互相関係数は，剥離流の再付着点の位置の変化に伴い複雑に変化した。3 次元角柱の場合でも，図 3.3.2.8 に示したように，側面の圧力変動の相互相関係数は複雑に変化する。図 3.3.2.8 は，アスペクト比 4 の角柱の側面の最も風上側の点（風上端から $\frac{B}{5}$ の点）の圧力変動を基準とした場合の水平方向の相互相関係数の迎角による変化を調べ，2 次元角柱の場合と比較したものである。3 次元角柱の場合でも，相互相関係数は 2 次元角柱の場合によく似た，再付着点付近の圧力変動の相関係数が小さい凹形分布形状を示している。また圧力変動の相互相関係数は，迎角 70° の場合を除けば，3 次元角柱の方が若干小さい。

図 3.3.2.9 は，側面の圧力変動の相互相関係数に対するアスペクト比の影響を調べたものである。迎角 60° の場合の相互相関係数は，ほとんどアスペクト比の影響を受けないが，迎角 90° の場合には，鉛直方向と同様，アスペクト比が増大するにつれて相互相関係数が大きくなり，2 次元角柱の場合に近づく。

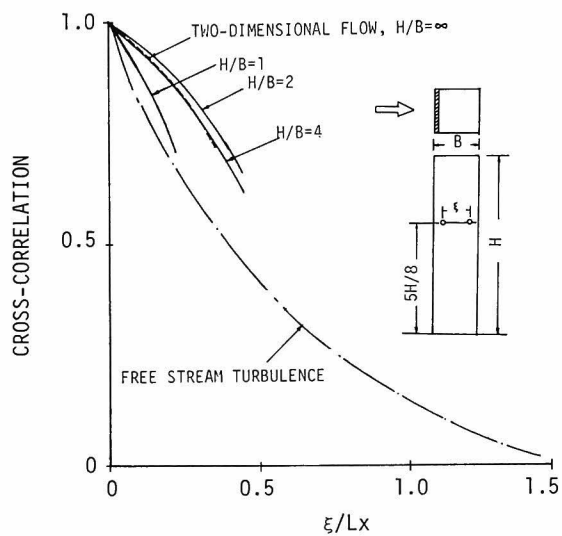


図3.3.2.7 水平方向の相互相関係数, 格子1,
 $\alpha = 0^\circ$, 点線は2次元角柱, 一点鎖線は一般流の主流方向の流速変動

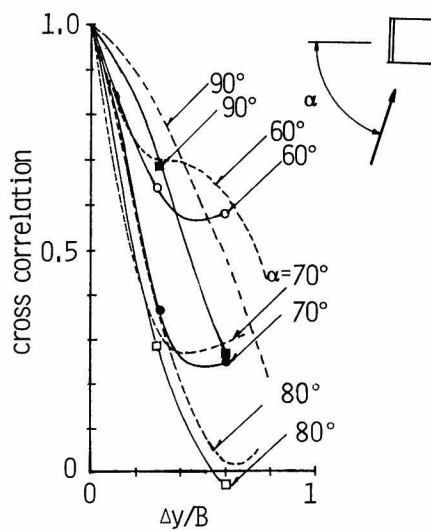


図 3.3.2.8 側面の水平方向の相関係数, 格子1,
 $H/B = 4$, $z = 5H/8$
 点線は2次元角柱

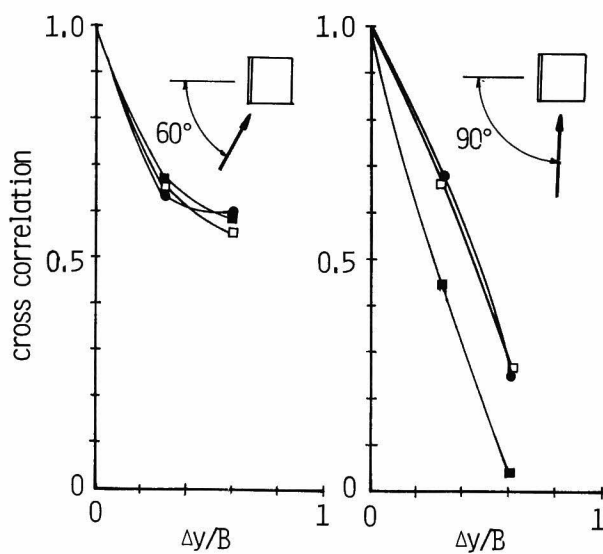


図 3.3.2.9 側面の圧力変動の水平方向の相互相関係数, 格子1
 ■ $H/B = 1$, □ $H/B = 2$, ○ $H/B = 4$

2次元角柱においては，第1章で述べたように，迎角 $0^\circ \sim 45^\circ$ 及び迎角 $90^\circ \sim 160^\circ$ の場合には圧力変動の性状は風上から風下へと移動する現象が認められた。また剥離流が再付着する迎角 $60^\circ \sim 80^\circ$ では，再付着点までは圧力変動は風上から風下へと移動するが，再付着点をさかいに，再付着点より風下の圧力変動の方が風上の圧力変動より先に生じるという，位相の逆転現象が観察された。3次元角柱に関しても，このような圧力変動の面に沿う移動の現象は，基本的には2次元角柱の場合と変わらない。例えば，図 3.3.3 0 は迎角 90° のアスペクト比 4 の場合の側面の圧力変動の時空間相関係数を示したものであるが，第1章で示した2次元角柱の場合と全く同様，時空間相関係数のピークが生じる位置は，測点間の距離の増大とともに正の時間遅れの方へと移り，圧力変動の性状が風上から風下へと移動している様子が認められる。

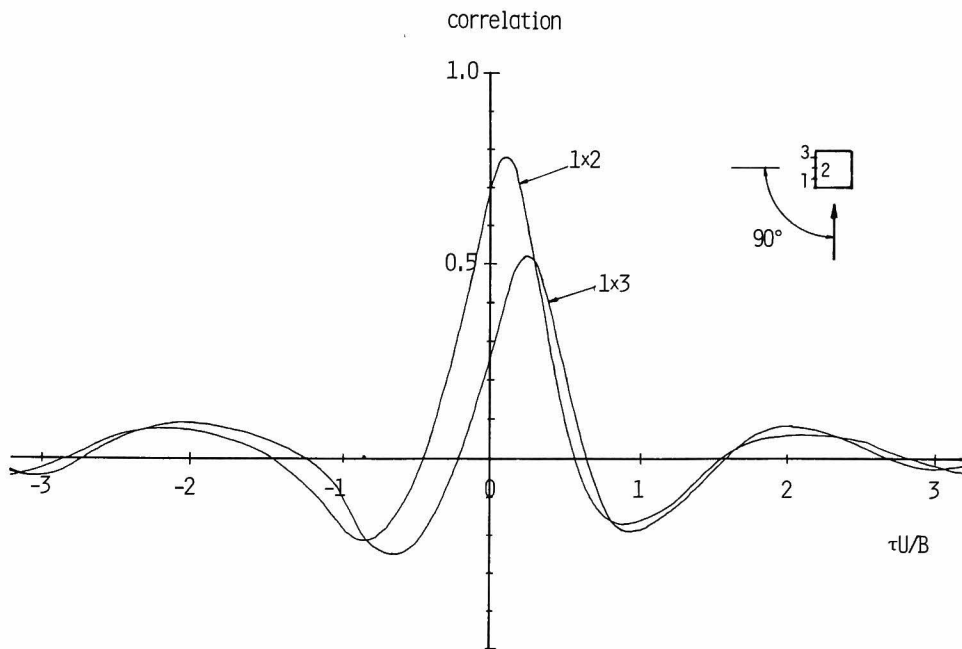


図 3.3.3 0 側面の圧力変動の時空間相互相関係数， $H/B = 4$ ， $z = 5H/8$ ，格子 1

このように圧力変動の性状の移動現象自体は，2次元角柱と大差はないが，移動速度は，若干2次元角柱の場合と異っている。図 3.3.3 1 は，アスペクト比 4 の角柱の風上面の圧力変動の移動速度と迎角の関係を示している。図 3.3.3 1 よりわかるように，風上面の場合には，移動速度は2次元角柱の場合とほとんど変わらない。しかし，図 3.3.3 2 に示した側面の場合には，圧力変動の移動速度は2次元角柱の場合より小さく，アスペクト比 4 の場合，迎角 80° で $0.33 U_\infty$ ，迎角 90° で $0.47 U_\infty$ 程度となる。

以上，3次元角柱の圧力変動の相互相関係数を，鉛直方向，水平方向に分けて説明した。それ

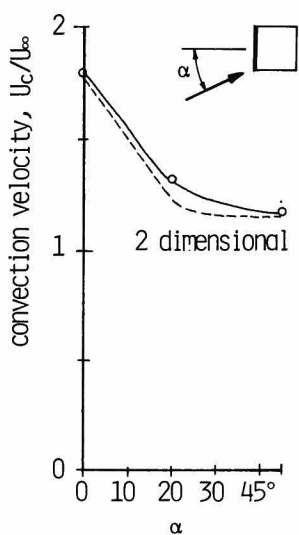


図 3.3.3.1 風上面の圧力変動の
移動速度, 格子 1,
 $H/B=4$, $z=5H/8$
点線は 2 次元角柱

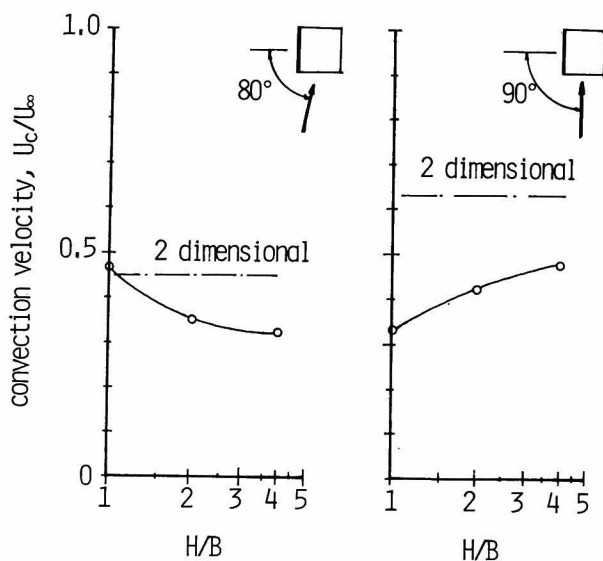


図 3.3.3.2 側面の圧力変動の移動速度, 格子 1
一点鎖線は 2 次元角柱

では、鉛直と水平を合わせた面全体にわたる相関係数の分布はどのような形となるであろうか。図 3.3.3.3 は、アスペクト比 4 の角柱の $\frac{5}{8}H$ の点を基準点とした等相関係数値線を表わしている。迎角 0° の場合、等相関係数値線はほぼ円に近く、圧力変動が一般流の乱れと同様等方性を有していることがわかる。迎角が大きくなるにつれて、等相関係数値線はしだいに鉛直方向にひきのばされ、楕円形を呈するようになる。流れが剥離し再付着する迎角 70° , 80° では、等相関係数値線はかなり鉛直方向にひきのばされた楕円となり、しかもその長軸が角柱の下部へ向かうにつれて、風上側へと傾むく。このことは、再付着点の位置が鉛直方向に若干変化していることによるのではないかと考えられる。

相対する 2 面間の相互相関

図 3.3.3.4 は、迎角 0° の場合の風上面と背面の中央点の圧力変動のコヒーレンスの平方根を調べたものである。アスペクト比が小さい場合、低周波数領域での相関が、2 次元角柱の場合と比較してかなり大きいことがわかる。これは、後述するように 3 次元角柱の場合、背面の圧力変動が風上から近づいてくる乱れの影響をより受け易くなることが原因である。

図 3.3.3.5 は、迎角 90° の場合の相対する両側面の中央点の圧力変動のコ・コヒーレンス（規準化コスペクトル）がアスペクト比によってどのように変化するかを調べたものである。前項で

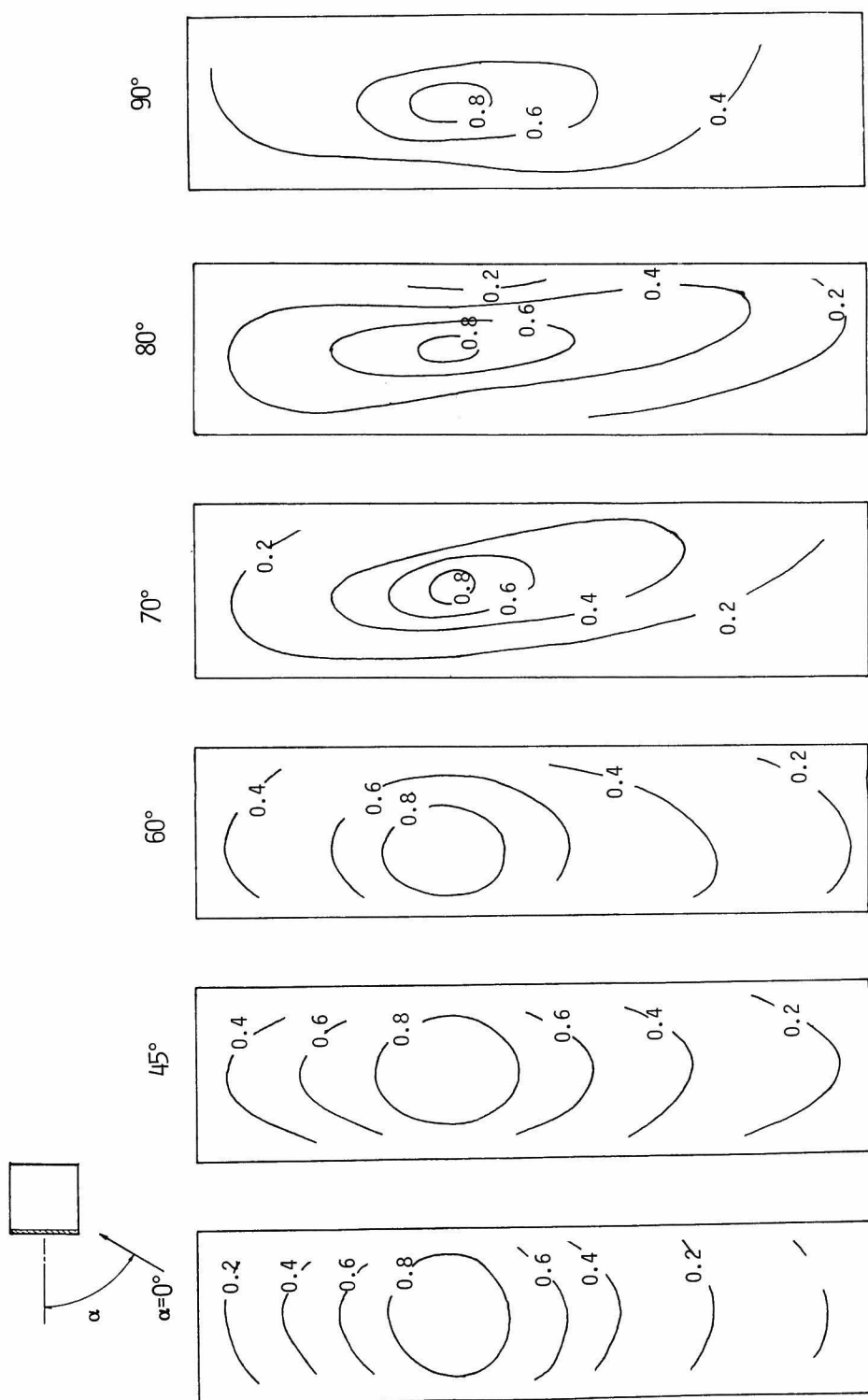


図 3.3.3 3 圧力変動の等関係数値図, $H/B = 4$, 格子 1

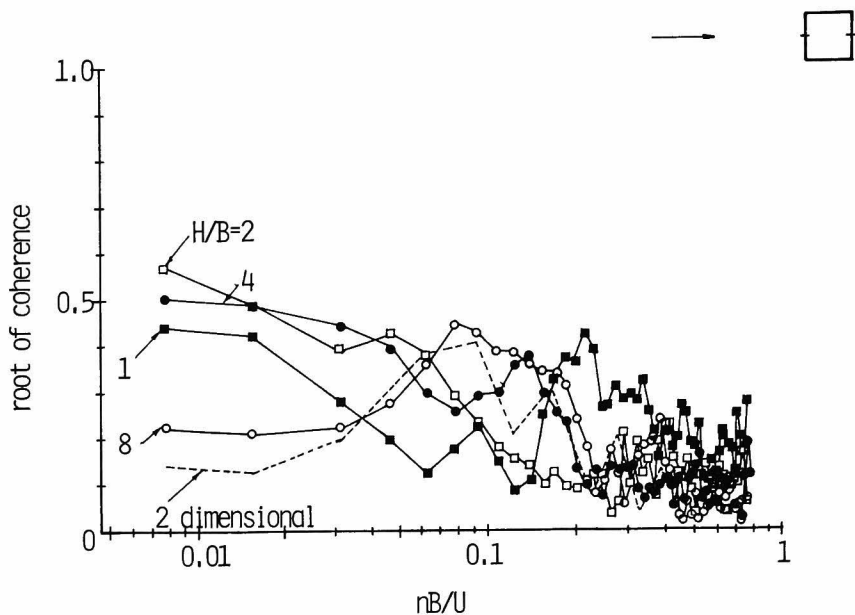


図 3.3.3.4 風上面と背面の圧力変動のコヒーレンスの平方根, $z = H/2$, 格子1, $H/B = 1$
 \square $H/B = 2$, \blacksquare $H/B = 4$, \circ $H/B = 8$, 点線は2次元角柱

示したパワースペクトル密度と同様, アスペクト比が大きくなる程 $nB/U_{\infty} = 0.1$ 付近におけるコヒーレンスの負のピークは増大し, 2次元角柱の場合に近づく。

圧力変動と風上及び後流の流速変動との相互相関

図 3.3.3.6 は, 角柱の中央点に作用する圧力変動と, 角柱の風上の主流方向の流速変動の相互相関係数が迎角によってどのように変化するかを示したものである。図 3.3.3.6 中の点線は2次元角柱の場合である。迎角 $0^\circ \sim 90^\circ$ までは, 3次元角柱と2次元角柱でそれ程大きな差はない。迎角 90° 以上になると, 3次元角柱の方が2次元角柱の場合よりも, 負の相関係数の値が大きくなる。3次元角柱の場合, 迎角 135° における負の相関係数の値は, 2次元角柱の場合の約2~3倍程度となる。この傾向はアスペクト比が小さい程顕著である。

図 3.3.3.7, 3.3.3.8 は, 迎角 90° における側面中央点の圧力変動と風上及び後流の流速変動の相互相関係数がアスペクト比によってどのように変化するかを調べたものである。風上の流速変動との相互相関係数はアスペクト比が大きくなるにつれて減少する一方, 後流の流速変動との相互相関係数はアスペクト比が大きくなる程増大する。このことは, 側面の圧力変動が風上から近づいてくる乱れによるものと, 後流の渦によるものの和で表わされ, 一方の影響が大きくなれば, 他方の影響が相対的に弱まることを示している。

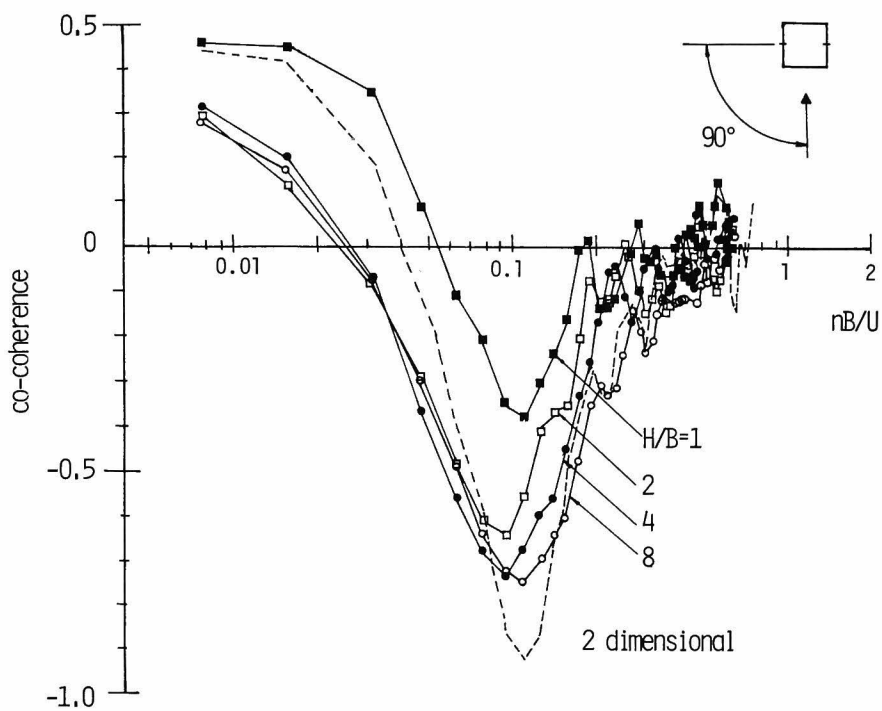


図 3.3.3.5 両側面の中央点の圧力変動のコ・コヒーレンス，格子1，■ $H/B=1$ ，
□ $H/B=2$ ，● $H/B=4$ ，○ $H/B=8$ ，点線は2次元角柱

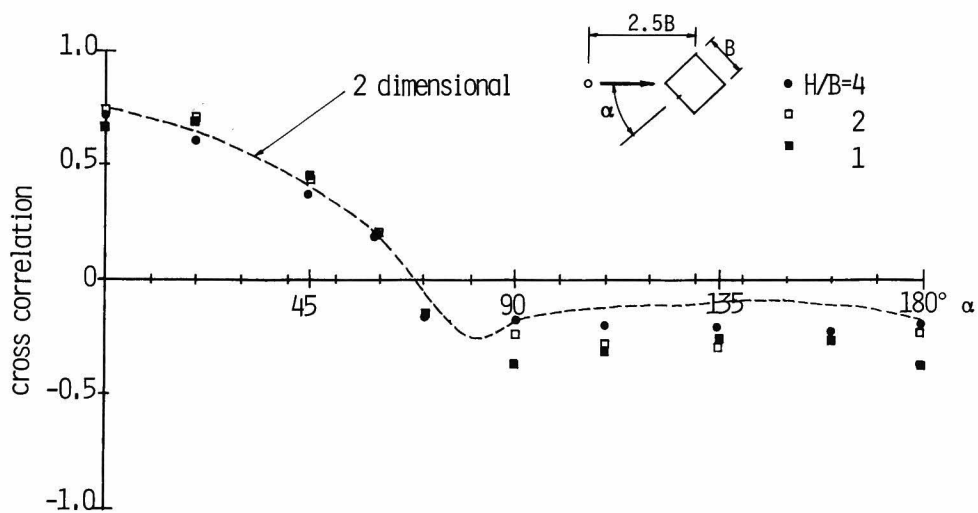


図 3.3.3.6 風上の流速変動と圧力変動との相互相関係数，格子1，点線は2次元角柱

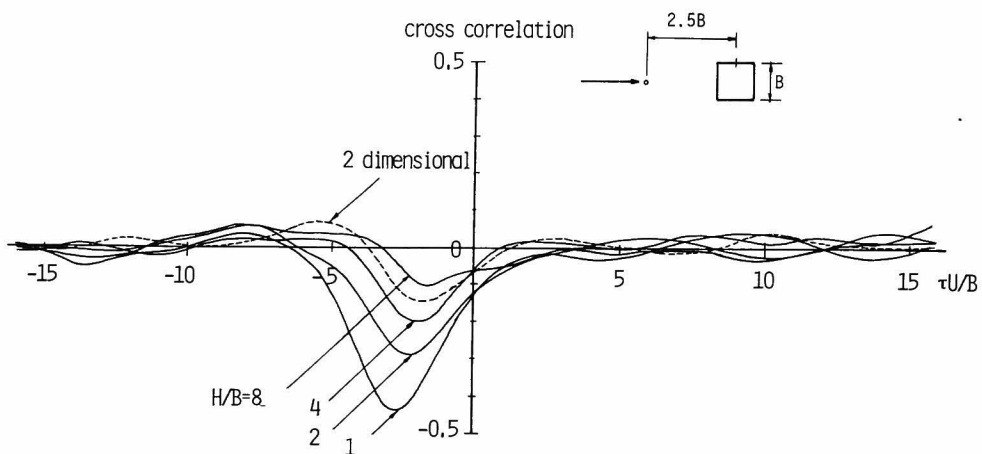


図 3.3.3 7 風上の流速変動と側面中央点の圧力変動との相互相関係数，格子 1，
点線は 2 次元角柱

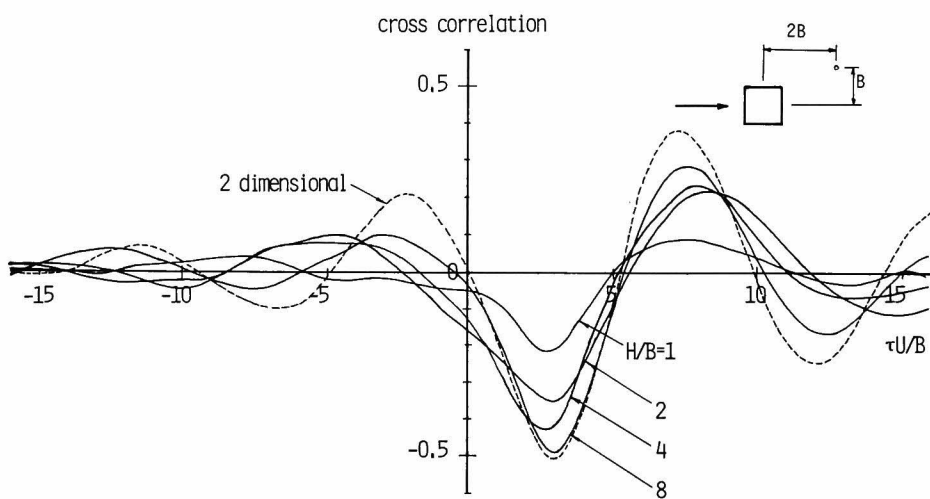


図 3.3.3 8 後流の流速変動と側面の圧力変動との相互相関係数，格子 1，
点線は 2 次元角柱

3.3.4 圧力変動の確率密度分布

これまでに明らかにしたように，3次元角柱の風上面に作用する圧力変動の性質は，2次元角柱の場合と基本的にはそれ程差はない。圧力変動の確率密度分布に関しても，これまで調べた諸量と同様，3次元角柱と2次元角柱の場合の差は大きくなく，第1章の1.4.5項に示した流速変動の高次項を考慮した理論式による値と非常によく一致する。図3.3.39は，迎角 0° の場合の3次元角柱の中央点に作用する圧力変動の確率密度分布を示したものである。図より，確率密度分布に対するアスペクト比の影響は大きくなく，第1章で示した理論値（実線）ときわめてよく一致していることがわかる。

一方，側面の場合は図3.3.40に示したように，確率密度分布は若干アスペクト比の影響を受けるが，その影響はあまり大きいものではなく，基本的には2次元角柱の場合とさほど大差ないといえる。また，再付着点近傍の圧力変動の確率密度分布も図3.3.41に示したように，2次元角柱と同様に，尖度，歪度ともにきわめて大きい分布形となる。ただ3次元角柱の場合の方が尖度，歪度ともに2次元角柱よりかなり大きい。したがって，3次元角柱の場合の方が，再付着点近傍の圧力変動の非正常性は大きいといえる。

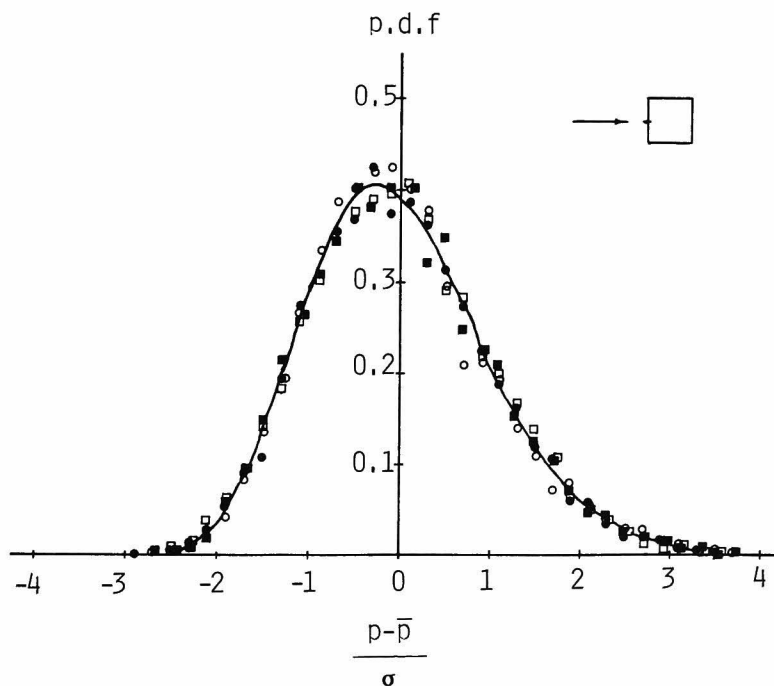


図 3.3.39 風上面中央点の圧力変動の確率密度分布，格子1， $\alpha=0^\circ$

■ $H/B=1$ ，□ $H/B=2$ ，● $H/B=4$ ，
○ $H/B=8$ ，実線は(1.5.97)式

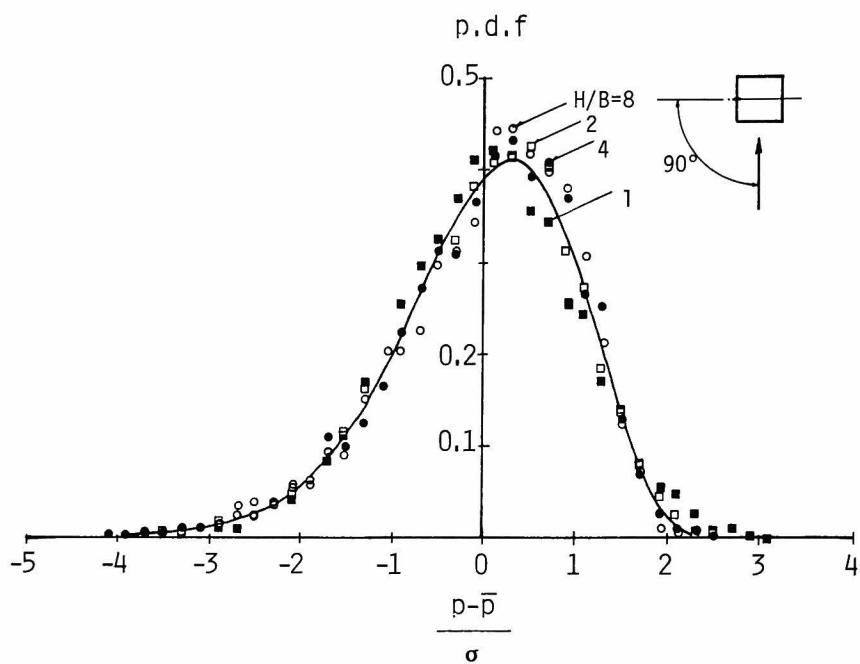


図 3.3.40 側面中央点の圧力変動の確率密度分布，格子 1， $\alpha = 90^\circ$
 \blacksquare $H/B = 1$ ， \square $H/B = 2$ ， \bullet $H/B = 4$ ，
 \circ $H/B = 8$ ，実線は (1.5.97) 式

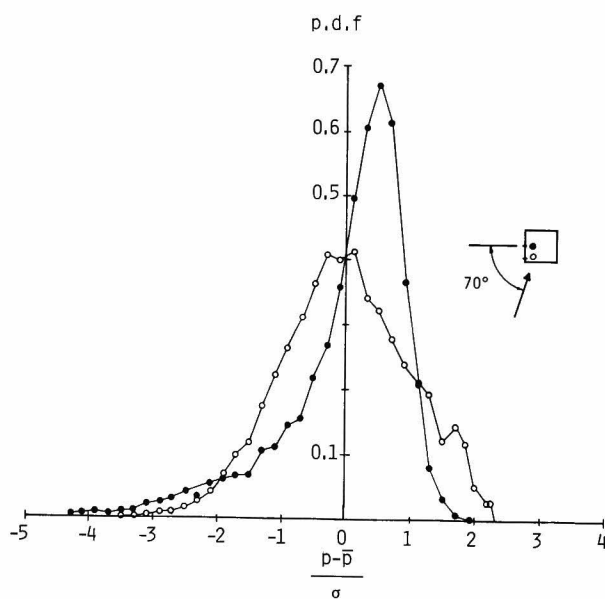


図 3.3.41 側面の圧力変動の確率密度分布，格子 1， $\alpha = 70^\circ$ ， $H/B = 4$ ， $z = 5H/8$

3.3.5 局部負圧

3次元角柱の場合，3.3.3項に示したように，流れが面に対し斜めから当たる場合，角柱の後流に生じる交番渦の影響が弱まるため，角柱側面に作用する圧力変動特に局部負圧変動は，2次元角柱より風上から近づいてくる乱れの影響を受け易い状態となる。

局部負圧変動の主要因が風上から近づいてくる乱れにあるとした場合，局部負圧変動の大きさは，乱れの強さとともに増大しなければならない。図3.3.4 2は，迎角 80° の場合の側面の変動圧力係数と平均圧力係数の関係を示したものであるが，一般流の乱れ強さが大きくなる程，変動圧力係数は増大し，この仮定の妥当性を裏付けている。しかし増大率は乱れの強さに比例しておらず，乱れが小さい場合には，局部負圧変動の中にも剝離流に伴う渦の影響がかなり含まれると考えられる。

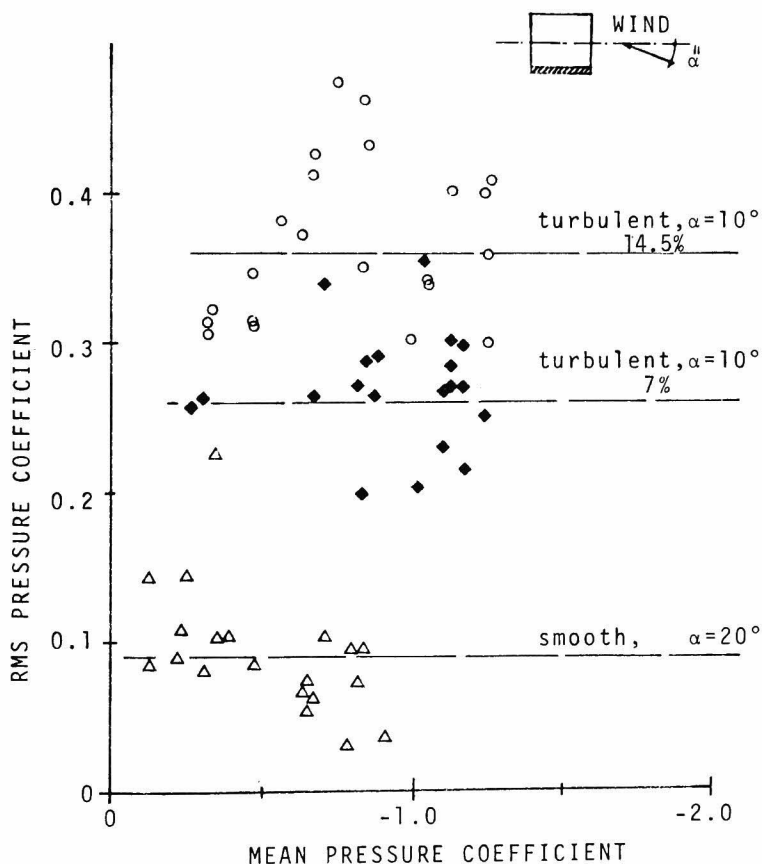


図 3.3.4 2 平均圧力係数と変動圧力係数の関係，○ 格子 1 ($I_u = 0.145$)
 ■ 格子 2 ($I_u = 0.07$)，△ 一様流

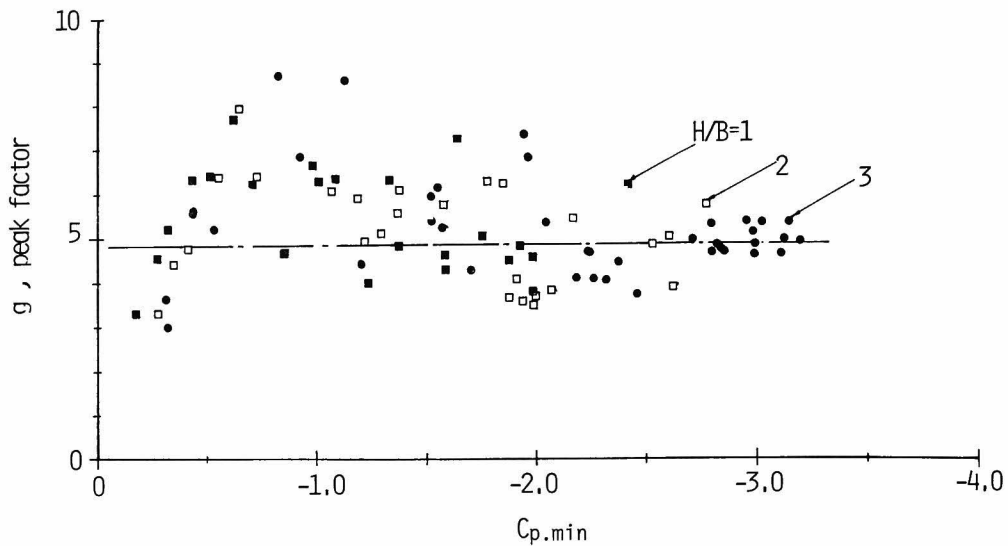


図 3.3.4.3 最小圧力係数とピークファクターの関係（局部負圧域）

一点鎖線は準静的非線形理論値（1.5.137）式

図 3.3.4.3 は、迎角 $60^\circ \sim 90^\circ$ までの側面に作用する圧力変動のピークファクターと最小圧力係数の関係を示したものである。図 3.3.4.3 中の実線は、第 1 章 1.5.6 項で示した方法によって求めたピークファクターの理論値である。図よりわかるように、最小圧力係数が -2 以下になると、ピークファクターの値は、ほぼ理論値と等しくなることから、局部負圧に関しては、第 1 章の 1.5.6 項で示した理論が十分適用可能であるがとわかる。

図 3.3.4.4 は、迎角 80° の場合の側面に関する、平均圧力係数と最小圧力係数の関係を示したものである。データにかなりのバラツキは認められるが、ほぼ最小圧力係数は平均圧力係数に比例して増大する傾向を示している。図 3.3.4.2 ～ 3.3.4.4 に示された実験結果より、最小圧力係数は（3.3.4）式によって表わすことができる。

$$C_{p.min} = C_{p.m} - g_p \cdot C_{p.rms} \quad (3.3.4)$$

ここに $C_{p.min}$, $C_{p.m}$, $C_{p.rms}$ はそれぞれ最小、平均、変動圧力係数である。また g_p はピークファクターで、前述したように第 1 章 1.5.6 項に述べた方法で評価することができる。

$C_{p.rms}$ は、第 1 章で明らかにしたように、ほぼ準静的理論によって評価することができ（1.3.5）式で支えられる。

$$C_{p.rms} = 2 \frac{\sqrt{u_\infty}}{U_\infty} \sqrt{C_{p.m}^2 + \frac{1}{4} \left(-\frac{\partial C_{p.m}}{\partial \alpha} \right)^2} \quad (1.3.5)$$

したがって、局部負圧域における最小圧力係数は（1.3.6）式によって表わすことができる。

$$C_{p,\min} = C_{p,m.} - 2g_p \cdot I_u \cdot \sqrt{C_{p,m.}^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial C_{p,m.}}{\partial \alpha} \right)^2} \quad (1.3.6)$$

$$g_p = \frac{g_u}{\sqrt{1 + \frac{1}{2} I_u^2}} \left\{ 1 + \frac{I_u}{2} \left(g_u - \frac{1}{g_u} \right) \right\} \quad (1.3.7)$$

$$I_u = \frac{\sqrt{\frac{u_\infty^2}{U_\infty}}}{U_\infty} \quad (1.3.8)$$

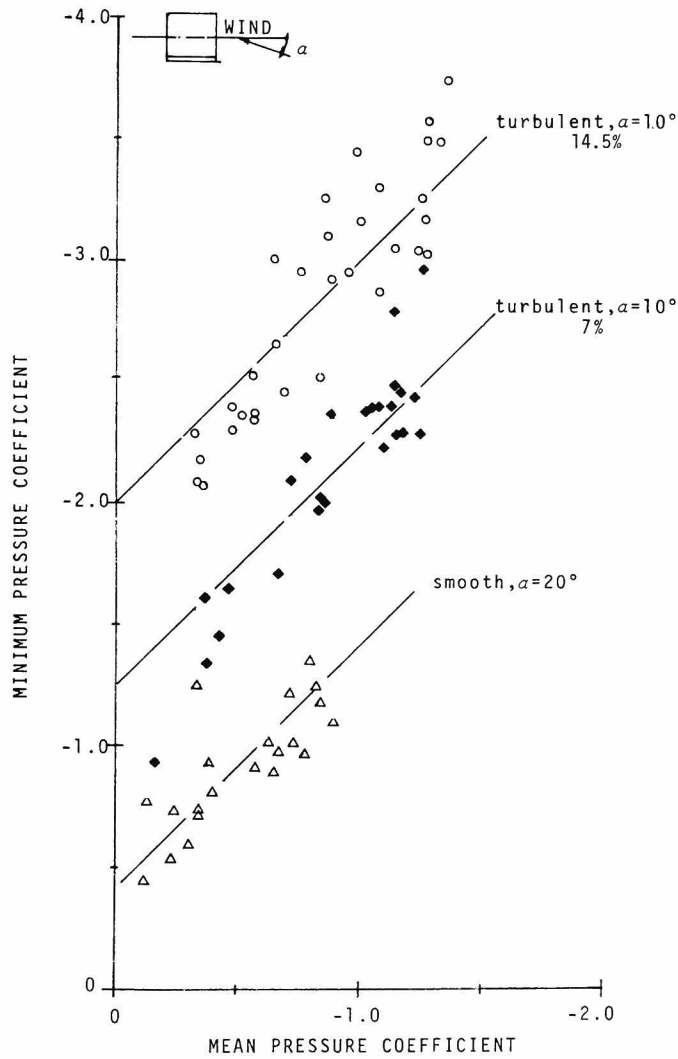


図 3.3.4 4 平均圧力係数と最小圧力係数の関係，○格子 1 ($I_u = 0.145$)，
◆格子 2 ($I_u = 0.07$)，△一様流

$$g_u = \sqrt{2 \ln TN_{p,o}} + \sqrt{\frac{0.577}{2 \ln TN_{p,o}}} \quad (1.3.9)$$

ここに g_u は一般流の流速変動のピークファクターであり、 T は観測時間、 $N_{p,o}$ は単位時間内に平均値を横切る数である。

また $C_{p,m} \gg \frac{\partial C_{p,m}}{\partial \alpha}$ のところでは

$$C_{p,min} = (1 + 2g_p I_u) C_{p,m} \quad (1.3.10)$$

となりガスト影響係数は

$$G = 1 + 2g_p I_u \quad (1.3.11)$$

で表わすことができる。

3.3.6 流速-圧力アドミッタンス

3.3.2項で、3次元角柱アドミッタンスの風上面のパワースペクトル密度は、ほぼ2次元角柱の場合と等しいといえるが、パワースペクトル密度を詳しく調べた場合、高周波数領域におけるスペクトルの減少勾配等に若干の差があると述べた。本項では、この差が流速-圧力アドミッタンス (pressure/velocity admittance) にどのような影響を及ぼすかについて考察したい。

図 3.3.4 5 は、迎角 0° の場合の角柱の風上面中央点に関する流速-圧力アドミッタンスを示したものである。図 3.3.4 5 中の実線は 2 次元角柱の場合を示している。図 3.3.4 5 より、 $nB/U_\infty < 0.2$ では、アスペクト比 1 の場合を除けば、流速-圧力アドミッタンスに対するアスペクト比の影響は差程大きくないことがわかる。また $nB/U_\infty > 0.5$ においては、アスペクト比が小さいほどアドミッタンスの値が小さくなり、2 次元角柱の場合との差が大きくなる。アスペクト比 1 の場合には、流速-圧力アドミッタンスが減少しはじめる周波数が、他のアスペクト比の場合より 2 倍程度大きくなる。

図 3.3.4 6 は、迎角 0° のアスペクト比 4 の角柱の流速-圧力アドミッタンスの鉛直方向への変化を調べたものである。角柱の中央部から下部でのアドミッタンスはあまり変化しない。中央部より頂部へ向かうにつれて、アドミッタンスの減少しはじめる周波数がしだいに高周波数領域へと移動する一方、高周波数領域でのアドミッタンスの減少勾配がしだいに大きくなる。最頂部におけるアドミッタンスは、図 3.3.4 5 に示したアスペクト比 1 の場合の中央部とほとんど等しくなることから、アスペクト比 1 の場合のアドミッタンスが他のアスペクト比と大きく異っているのは、アスペクト比 1 の場合の中央部の圧力変動が頂部を越える流れによって、かなり左右されることが原因であると考えられる。

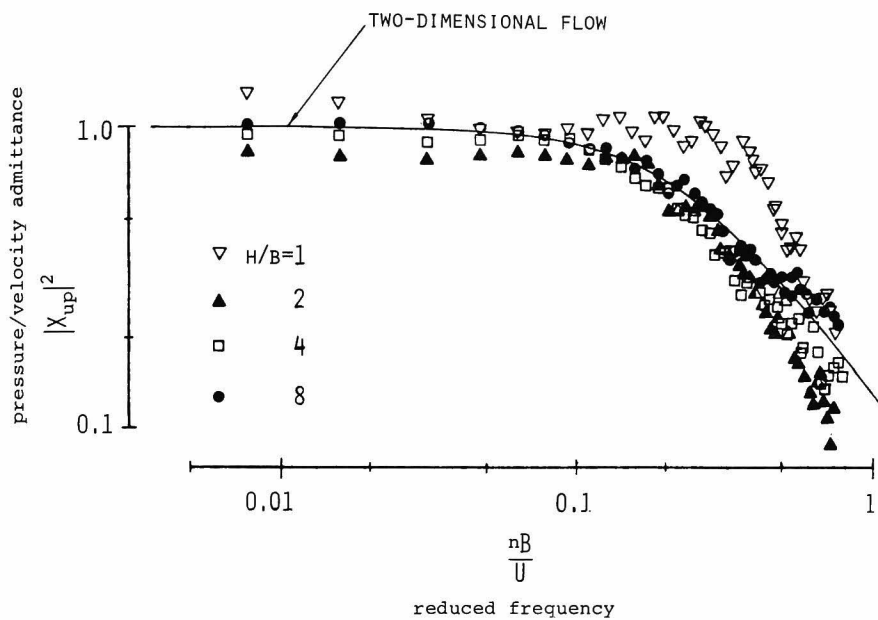


図 3.3.45 風上面の中央点の流速-圧力アドミッタンス, $\alpha=0^\circ$, 実線は2次元角柱 (15.77) 式

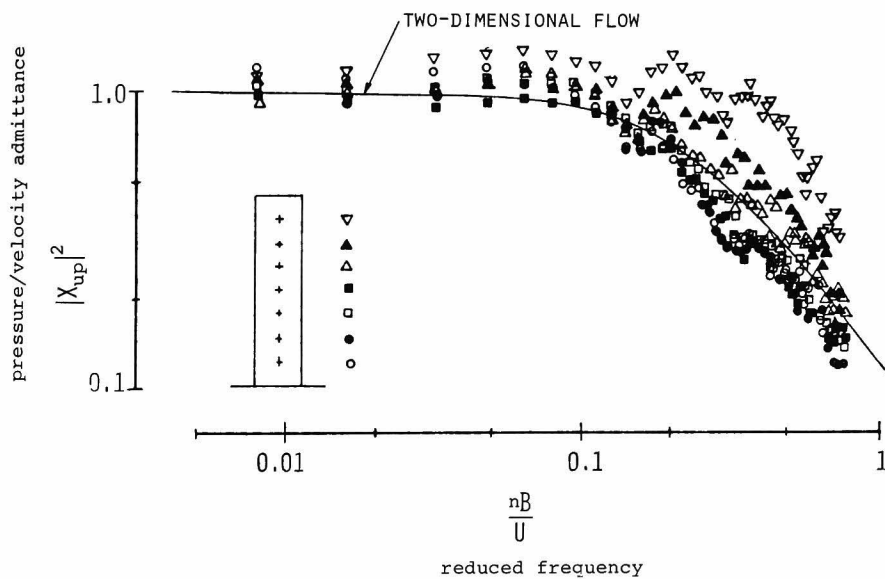


図 3.3.46 風上面の圧力変動の流速-圧力アドミッタンス, $\alpha=0^\circ$, $H/B=4$, 実線は2次元角柱 (15.77) 式

3.4 ま と め

本章で明らかにされた結果は以下のとおりである。

- (1) 角柱の風上面に関する平均圧力係数は、乱れの有無にかかわらず、2次元角柱の場合とよく一致する。
- (2) 一様流中の場合には、側面及び背面の平均圧力係数の絶対値は、2次元角柱に比較するとかなり小さい。しかも、平均圧力係数の鉛直分布も一様ではなく、頂部付近でその絶対値が大きい。
- (3) 乱流中（格子1，乱れ強さ 14.5%，以下では特にことわらない限り，格子1の乱流中の場合について，2次元角柱の結果と比較する。）の場合には、平均圧力係数、変動圧力係数とも、迎角 $100^{\circ}\sim 160^{\circ}$ （以下この迎角を迎角 135° 付近と呼ぶ。）の場合を除けば、2次元角柱の場合とはほぼ等しい。しかも、その鉛直分布も、一様流中に比べてより一様となる。このように、乱流中の方が、2次元角柱に近い結果を示す。
- (4) 側面及び背面の圧力係数は、アスペクト比の増大とともに単調に2次元角柱の場合に近づく。特に迎角 90° では、アスペクト比8の場合には、側面、背面の圧力係数はほとんど2次元角柱の場合と一致する。一方、乱れ強さが小さい場合や、一様流中の場合には、必ずしもアスペクト比が大きい方が2次元角柱に近くなるわけではない。
- (5) アスペクト比4の3次元正四角柱の中央点の規準化パワースペクトル密度は、迎角 135° 付近を除いては2次元角柱と一致する。迎角 135° 付近においては、2次元角柱の場合、 $nB/U_{\infty} = 0.1$ 付近に後流の渦発生に伴う鋭いスペクトルピークが存在するが、3次元角柱ではそのようなピークはなく、渦発生が抑えられている。
- (6) 迎角 90° の側面における圧力変動の規準化パワースペクトル密度は、アスペクト比が大きいほど、また角柱の下部へ向かうほど、流れの2次元性が強まるために、2次元角柱の場合に近づく。
- (7) 迎角 70° の場合の3次元角柱の側面のパワースペクトル密度は、2次元角柱の場合と異なり $nB/U_{\infty} = 0.1$ 付近に明瞭なスペクトルピークは存在しない。しかし、圧力変動の要因については、2次元角柱の場合と基本的な違いはなく、側面の風上側では、風上から近づいてくる乱れの影響が大きく、風下側では後流中の渦の影響が大きい。
- (8) 3次元角柱の圧力変動の鉛直方向（軸方向）のスケールは、風上では2次元角柱の場合と大差ないが、側面や背面では2次元角柱の場合よりも小さくなる。特に、パワースペクトル密度に大きな差が認められた迎角 135° の場合には、3次元角柱の方がかなり小さい。また圧力変動の鉛直スケールは、一般にアスペクト比が大きいほど2次元角柱の値に近づく。一方、一様流中の側面の場合には、アスペクト比が大きいほど圧力変動のスケールが大きくなるわけではなく、圧力係数の場合と同様、アスペクト比2,4の場合の方が、アスペクト比8の場合より圧力変動の鉛直スケールは大きく2次元角柱に近い。
- (9) 3次元角柱の圧力変動の水平方向の相互相関係数の迎角による変化も、2次元角柱の場合と

よく一致する。相関係数の値は、鉛直方向同様、アスペクト比が大きくなるにつれて 2 次元角柱の値に近づく。

- (10) 圧力変動がよどみ点から風下へ移動する現象は 3 次元角柱の場合にも認められる。圧力変動の移動速度は、風上面の場合には 2 次元角柱とかわらないが、側面の場合には 2 次元角柱より若干小さい。
- (11) 風上面と風下面の相互相関は、3 次元角柱の方が 2 次元角柱の場合よりも、低周波数領域でかなり大きくなる。これは、背面の圧力変動が風上から近づいてくる乱れの影響をより受け易くなることが原因である。
- (12) 迎角 90° の場合の両側面間のコ・コヒーレンスは、2 次元角柱の場合と同様、 $nB/U_\infty = 0.1$ 付近に負のピークが存在する。このピークは、アスペクト比の増大とともに大きくなり、アスペクト比 8 ではほとんど 2 次元角柱の場合と等しい。
- (13) 圧力変動の確率密度分布は風上面及び側面、背面とも 2 次元角柱の場合と、ほとんど変わらない。またアスペクト比によっても、ほとんど変化しない。ただし、再付着近傍の圧力変動の確率密度分布は、2 次元角柱に比べて 3 次元角柱の方が尖度、歪度ともに大きい分布形となる。
- (14) 局部負圧変動の確率密度分布やピークファクターは、流速変動の非線形頂を考慮した準静的理論値とよく一致し、局部負圧変動に対しても十分準静的理論の適用が可能である。
- (15) 風上面の中央点に関する流速-圧力アドミッタンスは、アスペクト比 1 の場合を除いて、2 次元角柱の場合とよく一致する。流速-圧力アドミッタンスは角柱の中央点から下部ではほとんど変化しないが、中央点より上部ではアドミッタンスが減少しはじめる周波数が増大し、アドミッタンスの減少勾配も大きくなる。

参 考 文 献

- 1) Vickery, B.J.: Load Fluctuation in Turbulent Flow, Jour. Engineering Mech., ASCE, 1968, pp.31~46.
- 2) 桂 順治：直方体建築物に加わる風圧力に関する基礎的研究，京都大学博士論文．
- 3) 大熊武司，金谷昭男：3次元角柱における角柱の形状と変動揚力の性状の関係について
第5回構造物の耐風性に関するシンポジウム， 1978， pp.147~154．
- 4) 大熊武司，金谷昭男：高層建築物の風による振り振動に関する研究—その3，角柱側面に作用する変動風圧力の性状，日本建築学会論文報告集，第269号，1978，
pp.93~100.
- 5) 立川正夫：自然風中において構造物に作用する風圧力に関する実験的研究—その3，角柱の風圧測定，日本建築学会論文報告集，第155号，1969， pp.33~38．
- 6) Ellis, N.: A New Technique for Evaluating the Fluctuating Lift and Drag Force Distributions on Buildings and Structures, 4th Internat. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, 1975, pp.527~536.
- 7) Stathopoulos, T., D. Surry and A.G. Davenport: Effective Wind Loads on Flat Roofs, Jour. Structural Division, ASCE, 1981, pp.281~298.

第4章 乱流境界層中におかれた3次元角柱に作用する圧力

4.1 序

前章では、格子乱流中にある3次元角柱に作用する圧力の性状が、角柱の頂部付近や、迎角 135° 付近を除けば、基本的には第1章で示した2次元角柱の場合とそれ程かわらないことを明らかにした。したがって、2次元角柱の実験によって得られた圧力変動の基本的な性状は、実際の建物のような3次元角柱の場合でも、そのまま保持されていると考えて良い。

しかしながら、実際に建物が建設される地上付近の流れは、高さ方向に平均流速や乱れ強さが異なる、いわゆる乱流境界層流（乱流剪断流）であり、前章までの実験に使用した格子乱流の場合のように一様乱流ではない。したがって、前章までの結果がそのまま実際の建築物の耐風設計資料として利用できるかどうかについては、更に検討する必要がある。

ところで乱流境界層中と、一様乱流中の圧力の基本的な違いは、乱流境界層中の場合、圧力の性状が高さ方向に変化することである。この高さ方向の圧力の変化に関して基準等では、圧力が作用する高さでの流速によってのみ圧力が定まるという仮定（ストリップ理論の仮定）を用いて、流速分布の勾配や流れの3次元性の影響を考慮せずに、圧力の高さ方向の変化を定めているものが多い。しかし、Davenport¹⁾, N. Ellis²⁾, 大熊³⁾ 他の風洞実験結果に示されているように、側面や背面の圧力変動は、流速の鉛直分布の影響をうけ一様流中の場合とかなり異った性状を示す場合もあり、前章迄に述べた一様乱流中の実験結果をそのまま実際の耐風設計に適用することは難かしいようである。

本章では、乱流境界層中にある正四角柱に作用する圧力変動に関する実験結果と、1,3章の格子乱流中の実験結果を比較することによって、平均流速の鉛直勾配が圧力変動に及ぼす影響について検討する。特に、前述した基準等に使用されているストリップ理論の仮定、及び1,3章で示した準静的理論の有効性と限界について考察し、実物建物に作用する圧力を表わす適切な方法について考察する。

4.2 実験方法

実験は、東京電機大学理工学部建設工学科の境界層風洞で行った。この風洞は図4.2.1に示したように、単回路水平循環型（ゲッチングン型）で、全長19mの木製風洞である。測定部は閉鎖式で長さが11m、断面が1.2m×1.2mの正方形である。測定部における風速は、 0.4 m/sec ～ 2.0 m/sec まで連続的に変化させることができる。測定部における乱れ強さは0.5%以下である。測定部分には、縮流部から1.5m風下と、8.7m風下の2ヶ所にターンテーブルが設置されている。後者のターンテーブル（ターンテーブル2）の位置には、流速計が測定部空間内を自由に移動できるように、3次元トラバース装置が設置されている。この装置は、測定部の外部から制御することができる。表4.2.1及び表4.2.2に、風洞及びトラバース装置の諸元を示した。

実験に使用した角柱は、断面が5cm×5cm、高さが10cm、20cm、40cmの亚克力板製の正四角柱である。角柱は図4.2.2に示したように、ターンテーブル2の中心の位置に鉛直に設置した。角柱表面に作用する圧力は、図4.2.3に示した各測点において測定した。

図4.2.4は、本実験で使用した平均圧力測定システムのブロック図である。角柱表面に作用する圧力は、表面にあげた径1mmの穴から、ステンレスパイプ及びビニールチューブを介して、スキヤナー（SCANIVALVE D-48）へと導びかれ、スキヤナーに組み込まれた拡散型半導体式圧力変換器（TOYODA PD-104K）によって電気信号に置換される。この電気信号を適当に増巾

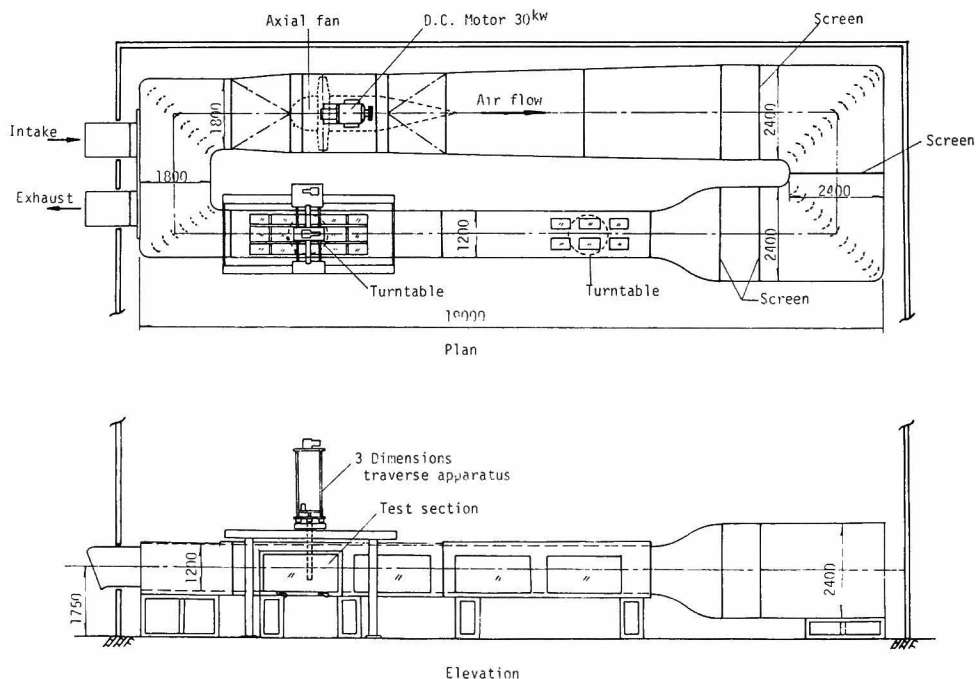


図4.2.1 境界層風洞（東京電機大学理工学部）

表 4.2.1 風洞の諸元

風洞型式	単回路水平循環型(ゲッチンゲン型)
主要寸法	測定長 11 m 測定部断面 1.2 m × 1.2 m 縮流比 4 : 1
風 速	制御範囲 0.4m/sec ~ 20m/sec 速度偏差 ± 2 % 以内 乱れ強さ 0.5 % 以内
送 風 機	固定ピッチ軸流式 ベルトドライブ駆動 口径 2 m
電 動 機	直流電動機 30 kW- サイリスタレオード制御 38~1900rpm (1% 以内)

表 4.2.2 トラバース装置諸元

駆動方式	直流電動機(減速機付)
移動範囲	X 0~1400 mm Y 0~1100 mm Z 0~1000 mm θ 0~360°
設定精度	X,Y,Z ±0.5 mm (最小読取 0.1mm) θ 0.5° (最小読取 0.1°)
移動量の表示	磁気スケール, デジタルカウンタ5桁 (位置決めはデジタルスイッチによる。)

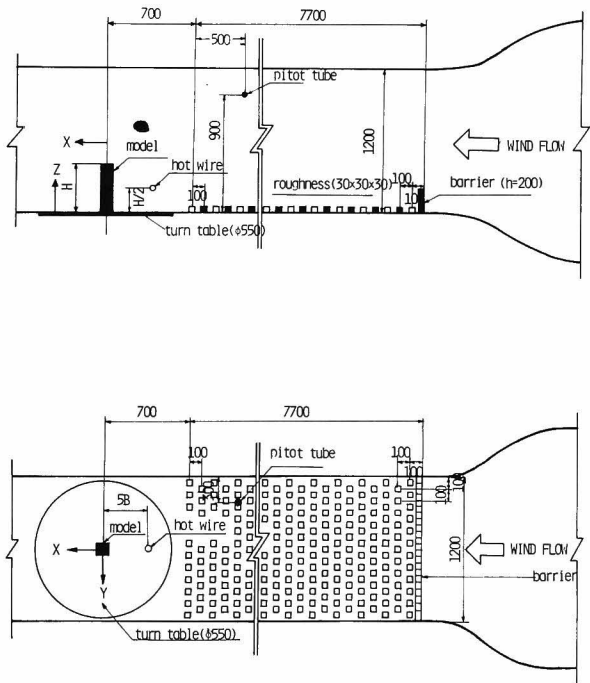


図 4.2.2 実験状態

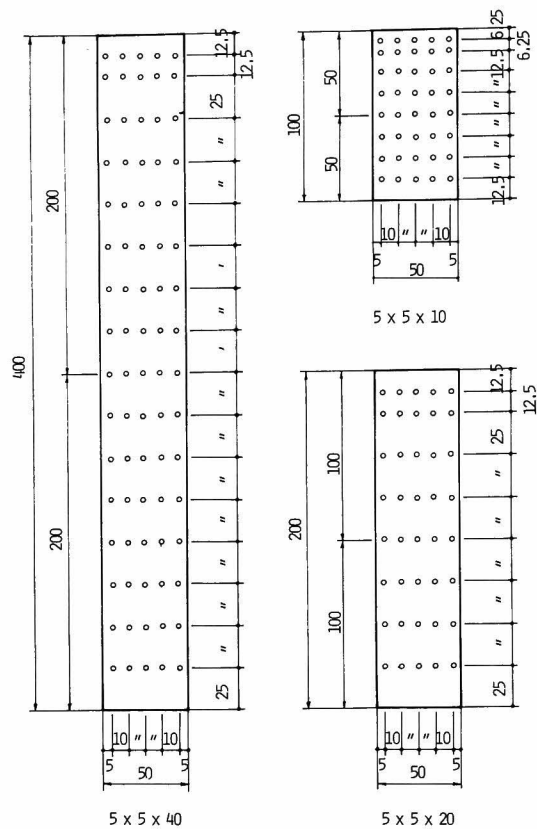


図 4. 2. 3 角柱の寸法と圧力測定点位置

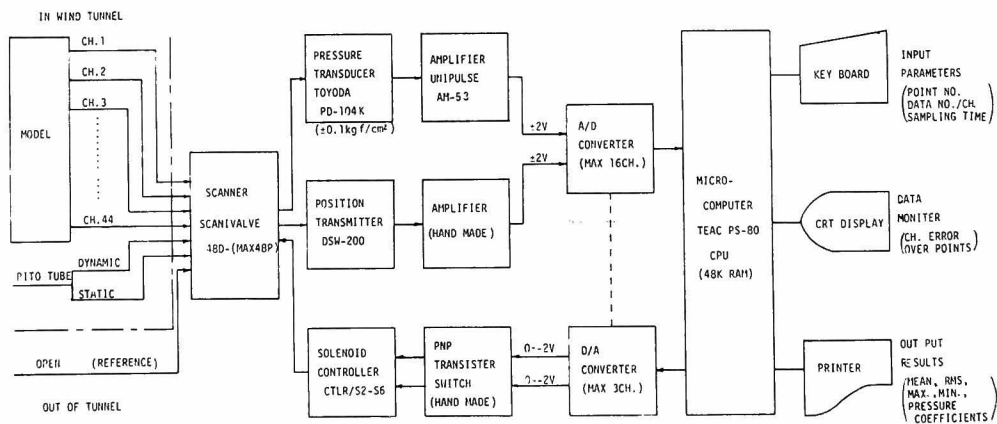


図 4. 2. 4 平均圧力計測システムブロック図

した後、A/D変換器によってデジタル信号へと変換し、マイクロコンピュータ（TEAC-PS-80）によって、平均値を計算する。この際、スキャナーの切換え、A/D変換の開始、圧力係数の算定、表示及び印字は、図4.2.5に示したように、すべてマイクロコンピュータによって自動的に行われる。

圧力変動の測定は、図4.2.5に示したシステムによって行った。このシステムは、第1章及び第2章で述べたものと基本的には同じものであり、角柱内部に組み込んだダイヤフラム型半導体圧力変換器によって、圧力変動を検出しようとするものである。なお、半導体圧力変換器は7台しかないため、同時測定は7点に限られている。測定の際には、図4.2.3に示した平均圧力の測定孔のうちから、適宜7点を選んだ。第1章及び2章の場合と同様、角柱表面に作用する圧力変動と流速変動の関係を調べるため、図4.2.2に示したように、角柱から27.5cm離れた、角柱の半分の高さの位置において、流速変動の主流方向成分と主流直角成分を測定した。流速変動の測定には、エンドフロータイプのX型熱線プローブ（KANOMAX-0252-T5）と定温度型熱線流速計（HAYAKAWA-H30）を用いた。圧力変動（7点）及び流速変動（2点）は、14chデータレコーダー（KYOWA-RTP-160A）によって同時記録し、A/D変換器によってデジタル磁気テープに収録した後、理工学部計算機センターのFACOM-M-160によって解析した。

なお基準速度圧及び風洞内の基準静圧は、図4.2.2に示した位置に設置した径5mmのピトー管によって行った。測定時の平均流速は、ピトー管設置位置で約18m/secである。

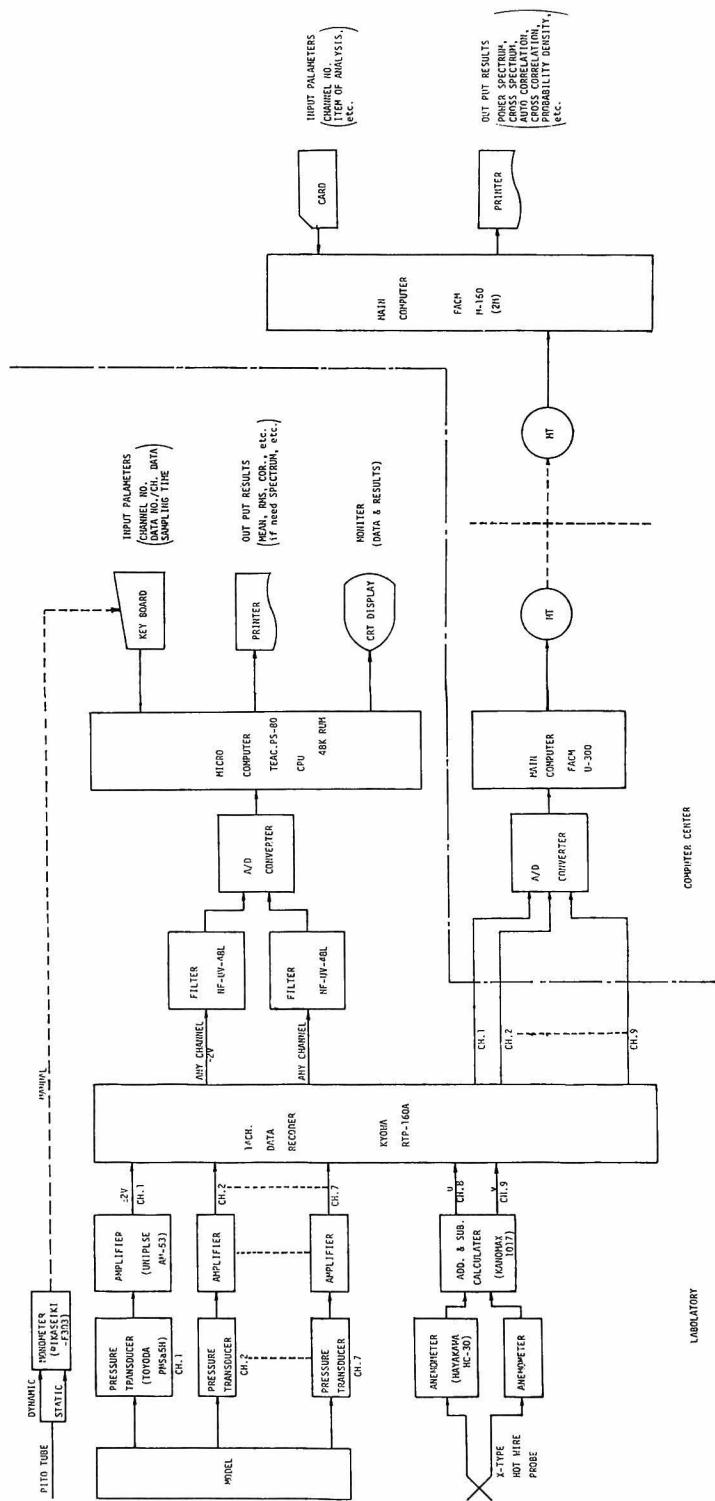


図 4.2.5 圧力変動測定システムブロック図

4.3 乱流境界層の特性

風洞内において、自然風と相似な十分発達した乱流境界層を作成する方法は、M. Jensen⁴⁾、N. Frank⁵⁾、J. Counihan^{6),7)}、N. J. Cook^{8),9)}、A. G. Davenport¹⁾、J. Cermak¹⁰⁾をはじめとする多数の研究者によって考案されているが、最もポピュラーでかつ自然の状態に近い方法として、風洞の測定部床面に、適当な大きさのブロックを配置する方法がある。しかし、この方法によって十分発達した境界層を得るためには、相当長い測定部が必要となる。ちなみに、この方法で厚さ1 mの乱流境界層を作るためには、約20 mの測定部が必要である^{1),10)}。したがって、測定部長に制約のある多くの風洞では、境界層をより短かい測定部において十分発達させるため、床面にブロックを配置すると同時に、乱流境界層の発達を促進させる装置を併用するのが普通である。この種の装置としては、Counihanの考案したボルテックス発生装置 (vortex generator)⁶⁾、Cookが考案した乱流格子とバリア (barrier)⁹⁾の組合せ、及びN. M. Standenの考案したスパイヤー (Spire)¹¹⁾等がある。いずれの装置も、粗度ブロックの風上に設置し、流れを乱すことによって境界層の流れの混合を促進させ、それによって境界層の発達を促進させようとするものである。

今回の実験では、ボルテックス発生装置、乱流格子、バリアの3種の装置を用いて予備実験した結果に基づいて、最終的には図4.3.1に示したCookの考案した高さ20 cmのノコギリ状の

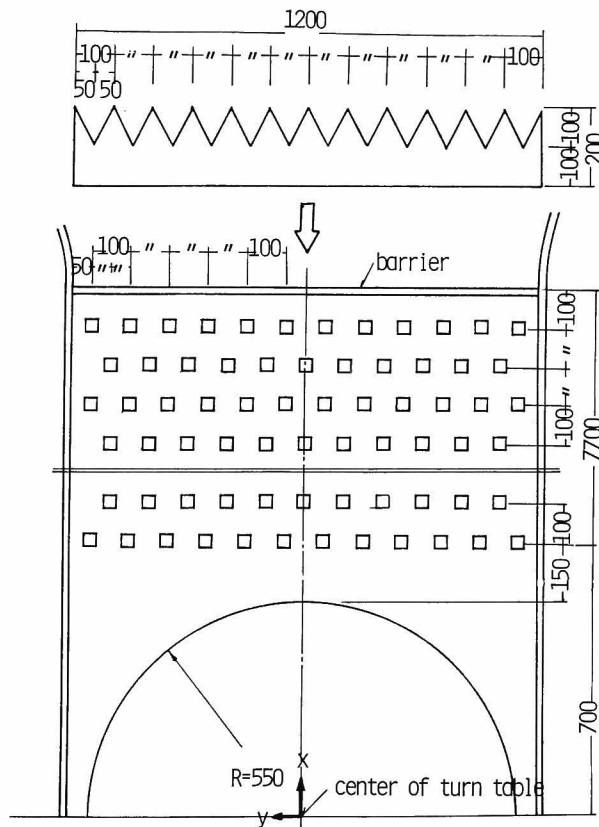


図 4.3.1 バリヤーと粗度ブロックの配置

バリヤを用いることとした。なお予備実験の結果は以下のとおりであった。

- (1) ボルテックス発生装置は、境界層の発達を促進させるうえで、最も有効な装置であるが、測定部断面内の流速分布はボルテックス発生装置の数と配置によって大きく左右され、測定部断面内の主流直角水平方向の流速を一様に制御することが難しい。
- (2) ノコギリ状のバリヤのみの場合、バリヤの高さが増大する程、境界層の発達が促進される。バリヤの高さが20 cmの場合、後に詳述するように、境界層の厚さは、角柱設置位置で70 cmで、しかも水平方向の流速分布もほぼ一様である。
- (3) 格子とバリヤを併用した場合、境界層の発達はバリヤのみの場合より若干促進される。しかし、格子による圧力損失が大きく、モーターの負荷はかなり増大する。

また粗度を構成するブロックとしては、一辺が3 cmの立方体を用いることとし、これを図4.3.1に示すように、測定部の風上端に設置したバリヤより20 cmのところからターンテーブルの風上端まで、7.7 mにわたって10 cm間隔で千鳥状に風洞床面に一様に敷きつめた。

風洞気流の測定は、径5 μ 、長さ1 mmのタングステン線により作られたX型ホットワイヤープローブ (KANOMAX-02429) を3次元トラバース装置に取り付けて行った。測定点は、図4.3.2に示す各位置において、それぞれ高さ5 mmから700 mmまで、18点測定した。なお測定時の平均流速は、ピトー管設置位置で18 m/secである。

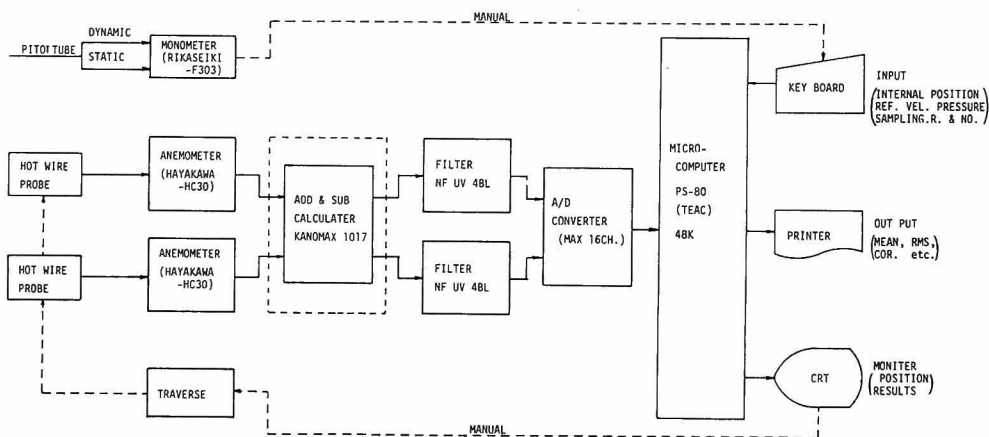


図 4.3.2 流速測定システムブロック図

平均流速分布

粗面平板上に発達する乱流境界層内の流速分布が(4.3.1)式で示される対数法則に従うことはよく知られている。

$$\frac{\bar{U}(z)}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{k_s} \right) + B \quad (4.3.1)$$

ここに $U_* = \sqrt{\tau/\rho}$ で摩擦速度を表わしている。 τ は壁面の摩擦応力、 ρ は空気密度である。 z は壁面からの距離を表わしている。 κ はカルマン定数で、J. Nikuradse の実験によれば 0.4 である。¹²⁾ k_s は壁面の粗度の高さに相当し、相当粗度と呼ばれている。また B は、一般にはレイノルズ数 $U_* k_s / \nu$ (ν は動粘性係数) の関数であるが $U_* k_s / \nu > 70$ では 8.5 となる。¹²⁾

風工学や気象学の分野では、対数法則を (4.3.2) 式あるいは (4.3.3) 式のように表わすことが多い。⁴⁾

$$\frac{\bar{U}(z)}{U_*} = -\frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (4.3.2)$$

$$\frac{\bar{U}(z)}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z-d}{z_0} \quad (4.3.3)$$

ここに z_0 は粗度長と呼ばれる。また (4.3.3) 式中の d は、粗度が壁面にきわめて密に敷かれることによって、壁面の位置が見かけ上、上昇することを補正する量であり、¹³⁾ 零面補正高さと呼ばれる。

(4.3.2) 式の粗度長 z_0 は、(4.3.1) 式の相当粗度 k_s と (4.3.4) 式の関係で結ばれる。

$$z_0 = \frac{k_s}{e \kappa B} \quad (4.3.4)$$

ここで、 $\kappa = 0.4$ 、 $B = 8.5$ とすると

$$z_0 \div \frac{k_s}{30} \quad (4.3.5)$$

となり、粗度長は相当粗度の $1/30$ 程度であることがわかる。

一方、(4.3.6) 式の指数法則も、境界層内の流速分布をよく近似することが、早くから知られていた。^{14), 15)}

$$\frac{\bar{U}(z)}{\bar{U}_\infty} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^{\frac{1}{n}} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^{\alpha} \quad (4.3.6)$$

ここに δ は境界層厚さ、 \bar{U}_∞ は境界層の外側における平均流速である。 n 及び α は、流速分布の形状を表わすべき指数で、壁面の粗度が大きい程、 n は小さく、 α は大きくなる。Counihan は、1880 年から 1972 年までに発表された自然風に関する種々の文献を検討し、粗度長、べき指数等を地表面粗度の状態に応じて表 4.3.1 のようにまとめている。¹⁶⁾

図 4.3.3 は、角柱設置位置 (ターンテーブル 2 の中心) における鉛直方向の平均流速分布を片対数方眼紙上に示したものである。図 4.3.3 では、 $z = 700 \text{ mm}$ の平均流速を基準として示した。 $z = 700 \text{ mm}$ 以上においては、平均流速の変化はきわめて小さく、この乱流境界層の厚さは 700 mm 程度と考えられる。図 4.3.3 より、平均流速分布は、 $z = 6 \text{ cm}$ を境いに、粗度長 z_0 を異にする 2 本の対数曲線によって表わされることがわかる。即ち、 $z \geq 60 \text{ mm}$ では粗度長 $z_0 = 1.25 \text{ mm}$ であり、 $z < 60 \text{ mm}$ では $z_0 = 0.002 \text{ mm}$ である。このように、流速分布が粗度長の異なる 2 本の曲線で表わされる原因は、粗度ブロックがターンテーブルの風上端までしか敷きつめていないた

め、粗度ブロックが敷かれていないターンテーブル上では内部境界層が発達し、地面板付近では z_0 の小さい流速分布が実現することにある。図 4.3.4 は、風洞の中心線上の流速分布を示したものであるが、風下へ向かうにつれて、 z_0 の小さい流速分布の範囲がしだいに拡大していく様

表 4.3.1 地表面粗度の分類と風速分布パラメータ (Counihan¹⁶⁾による。)

地表面の 種類 量	I 滑らか 氷上-沼地-雪原-海	II やや粗 草地-田園	III 粗 森林-都市郊外	IV きわめて粗 大都市中心部
z_0 (cm) : 粗度長	0.001-0.04-0.1-2.0	0.1-3~7-20	100 - 150	100-300-400
$\frac{u'w'}{U_0^2}$: レイノルズ 応力	0.0004-0.006-0.001	0.0014-0.0020-0.0040	-	-
α : 巾指数	0.08-0.11-0.12	0.13-0.143-0.16	0.20 - 0.23	0.25 - 0.40
$\sqrt{u'^2}/U_0$: 乱れ強さ $0 < z < 30 m$	0.10 - 0.12	0.13 - 0.20	- 0.20-	0.30 - 0.48

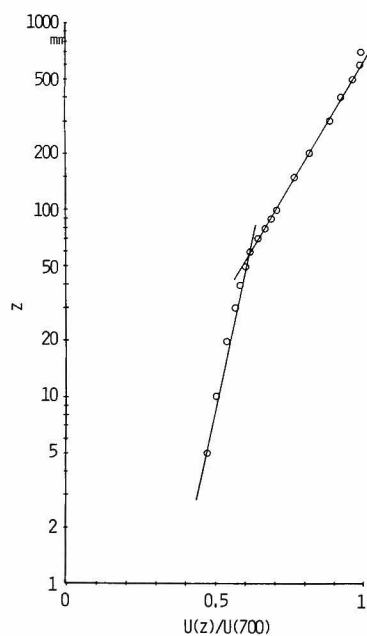


図 4.3.3 平均流速の鉛直分布($x=y=0$)

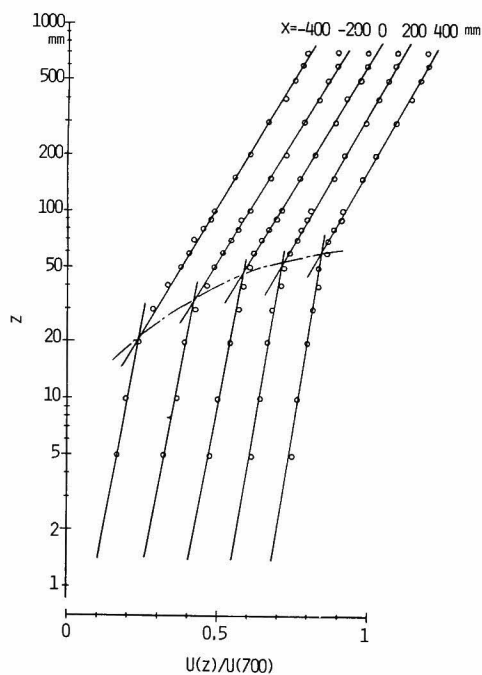


図 4.3.4 平均流速の鉛直分布の位置による違い

子を見ることができる。

内部境界層の発達の状態については、W.P. Elliot¹⁷⁾, R.A. Antonia¹⁸⁾他、藤本盛久¹⁹⁾等の研究があり、内部境界層の厚さが、(4.3.7)式で示されるように、吹送距離の指数関数で表わされることが知られている。

$$\frac{\delta_i}{z_{OR}} = C \left(\frac{x}{z_{OR}} \right)^\beta \quad (4.3.7)$$

ここに δ_i は内部境界層の厚さ、 z_{OR} は外部境界層の粗度長、 x は粗度の変化が生じた位置からの主流方向の距離、 C は定数、 β は内部境界層の発達の大小を表わす係数である。図4.3.5は、

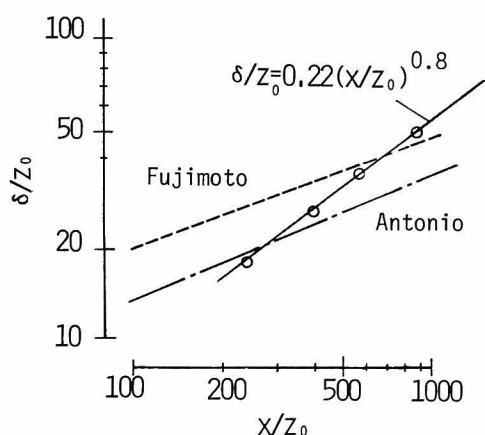


図4.3.5 吹送距離と内部境界厚さ、
点線 藤本他、一点鎖線 Antonia²¹⁾

本実験の結果を、藤本及び Antoniaの実験結果と合わせて示したものである。本実験結果においても、内部境界層の厚さと吹送距離の関数は(4.3.7)式でよく表わされるが、べき指数 β は藤本及び Antoniaの実験結果よりも大きい。

一方、図4.3.6は角柱設置位置での流速分布を、両対数紙上に示したものである。べき指数の値は、 $z \geq 60 \text{ mm}$ では $n = 5.1$ 、 $\alpha = 0.2$ 、 $z < 60 \text{ mm}$ では、 $n = 8.4$ 、 $\alpha = 0.12$ であった。表4.3.1の自然風の場合と比較した場合、べき指数 $n = 5.1$ 、 $\alpha = 0.2$ は、森林地帯から都市郊外の住宅地に相当する。このべき指数に対応する粗度

長は、0.5～1 m程度であるから、実験の粗度長1.25 mmは、自然風の場合の1/400～1/800程度に相当することになる。

また、主流と直角な断面内の流速分布は、図4.3.7に示したとおりで、風洞の側壁近くでは、側壁面の境界層の影響をうけ平均流速は減少するが、 $400 \text{ mm} < y < -400 \text{ mm}$ (y は風洞の中心からの主流直角方向の水平距離)の範囲内においては、平均流速は水平方向に、ほぼ一様であると考えることができる。

乱れ強さ

図4.3.8は、流速変動の主流方向、水平方向及び鉛直方向成分のrms値の鉛直分布を示したものである。Counihan²⁰⁾によれば、自然風での各変動成分のrms値の比は $\sqrt{\overline{v^2}} / \sqrt{\overline{u^2}} = 0.75$ 、 $\sqrt{\overline{w^2}} / \sqrt{\overline{u^2}} = 0.5$ 程度で、変動の大きさは高さ方向にはあまり大きく変化しない。一方本実験の場合には、Laufer²⁰⁾による円管内の乱流境界層や、Kovasznay²¹⁾による滑面平板上の乱流境界層の実験結果と同様、流速変動のrms値は、 z が大きくなるにつれて減少する。また各成分のrms

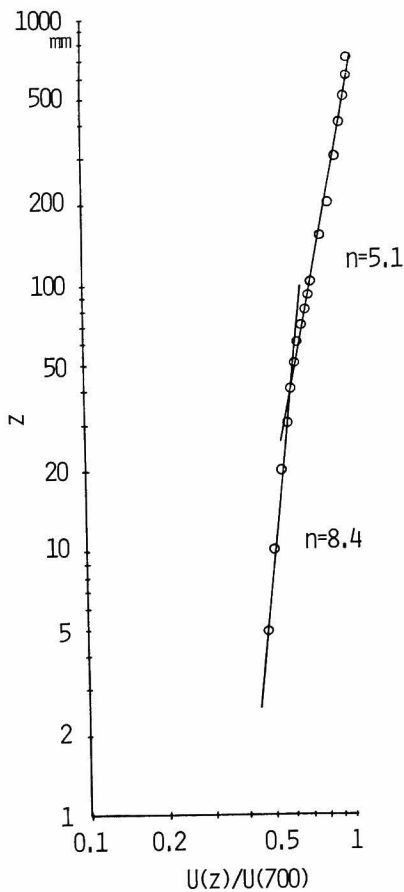


図 4.3.6 平均流速の鉛直分布
($x=y=0$)

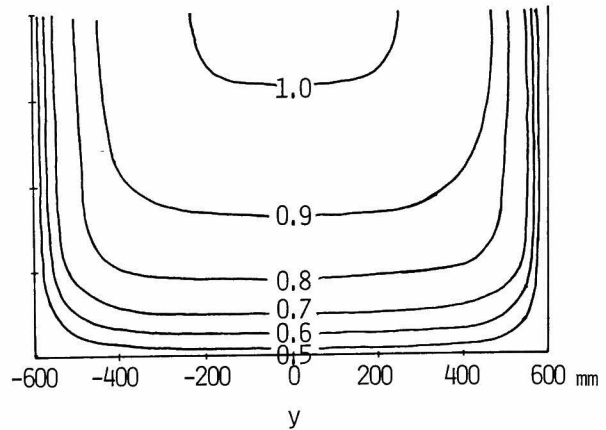


図 4.3.7 断面内の平均流速分布, $\bar{U}(z)/\bar{U}(700)$

の比は $z = 100 \text{ mm}$ では自然風の場合と同様 $\sqrt{w^2}/\sqrt{v^2} = 0.75$, $\sqrt{w^2}/\sqrt{u^2} = 0.5$ 程度であるが, z が大きくなるとともに, rms 値の比は 1 に近づく。

また表 4.3.1 によれば, べき指数 α が 0.2 に対応する, 地上 30 m での主流方向の乱れ強さは 0.2 程度である。前述した粗度長の比較から, 風洞気流と自然風の縮尺比を $1/600$ と推定すると, 地上 30 m に相当する $z = 50 \text{ mm}$ での乱れ強さは約 0.2 となり, 表 4.3.1 に示した値と一致する。

図 4.3.9 は, 乱れエネルギーとレイノルズ応力の鉛直分布を示したものである。自然風ではレイノルズ応力が一定の領域, 即ち一定剪断層 (constant shear layer) が, かなりの高度まで存在

すると報告されているが, 本実験の場合, レイノルズ応力は, $z > 75 \text{ mm}$ 以上では地面板に近づくにつれて増大し, $z = 75 \text{ mm}$ 付近で最大となった後, 地面板に近づくにつれ急速に減少する。このように, レイノルズ応力が壁面に近づくにつれて増大する傾向は, Laufer や Kovasznay の実験結果にも認められるが, 彼等の実験結果では, 壁面にかなり近いところまで, レイノルズ応力は増加し続ける。本実験の場合, レイノルズ応力, 乱れエネルギーが, 地面板からかなり離れた位置で極大値をとった原因は, 前述したように, 地面板上に内部境界層がかなり発達するため, 地面板付近の乱れの状態が内部境界層に大きく左右されるようになるためであると考えられる。また図 4.3.9 に示したように, 乱れエネルギーの鉛直分布は, レイノルズ応力の分布とほぼ同形となる。

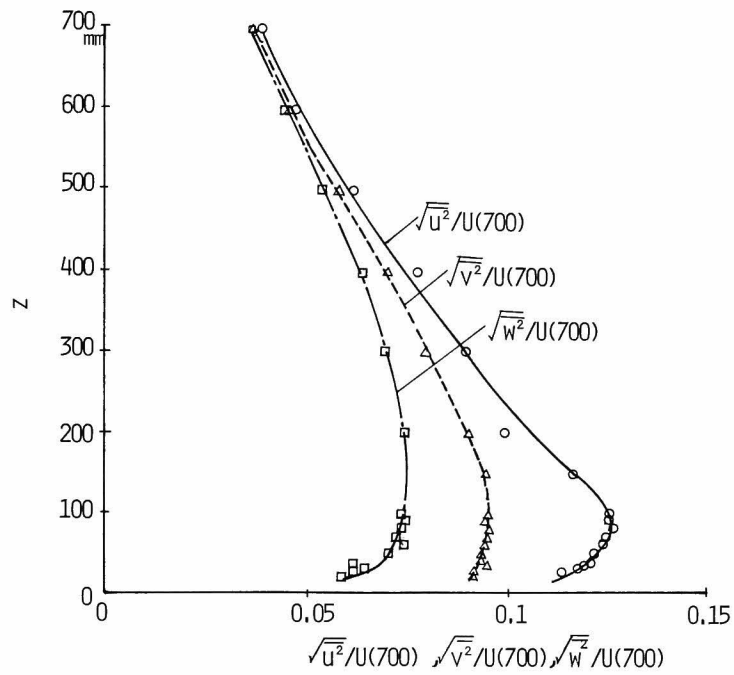


図 4.3.8 乱れ強さの鉛直分布 ($x=y=0$)

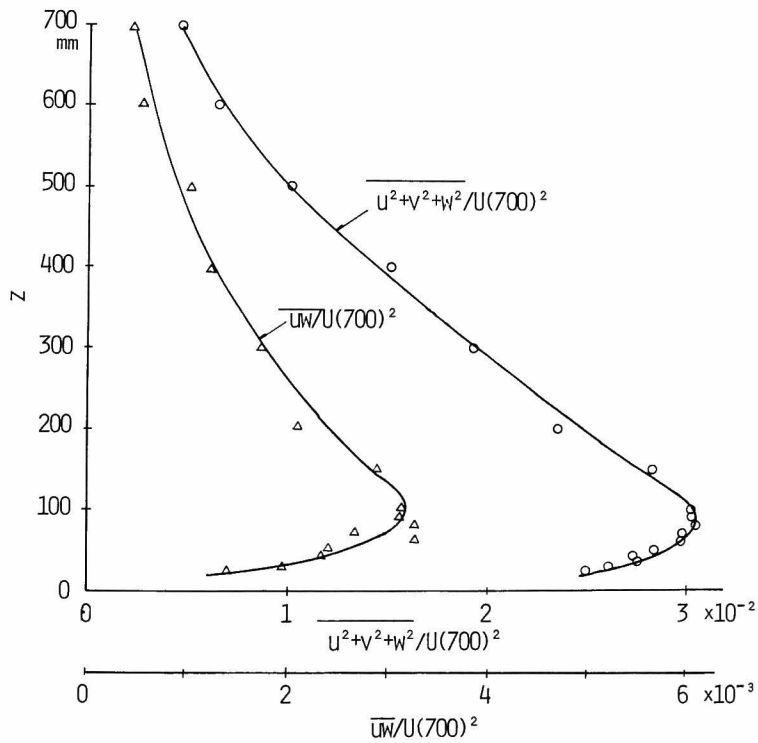


図 4.3.9 乱れエネルギーとレイノルズ応力の鉛直分布 ($x=y=0$)

内部境界層の厚さを 50 mm としてレイノルズ応力を直線で外挿し、それを壁面の摩擦応力とすると、摩擦速度は、

$$U_* = 0.06 \bar{U} (700) \quad (4.3.8)$$

となる。この摩擦速度からカルマン定数を計算すると、 $\kappa = 0.38$ となり、Nikradse が求めた $\kappa = 0.40$ ¹²⁾ にほぼ等しい。

乱れのスケール

図 4.3.10 は、ターンテーブル中心点上の測点を基準とした場合の、流速変動の主流方向成分の乱れのスケールを示したものである。乱れのスケールは、主流方向、水平方向、鉛直方向とも、 z が増大するにつれて大きくなる。乱れのスケールと z との関係は、Counihan が自然風に関して仮定した指数関係 (4.3.9) 式とよく一致している。¹⁶⁾

$$L \propto z^\zeta \quad (4.3.9)$$

ここに L は乱れのスケールを表わしている。

(4.3.9) 式のべき指数 ζ は、Counihan によると、自然風の場合、主流方向が 0.5 鉛直方向が 1 となるが、本実験の場合、主流方向が 0.16、鉛直方向が 0.25、水平方向が 0.45 と、いずれも自然風の場合よりは小さい。¹⁶⁾

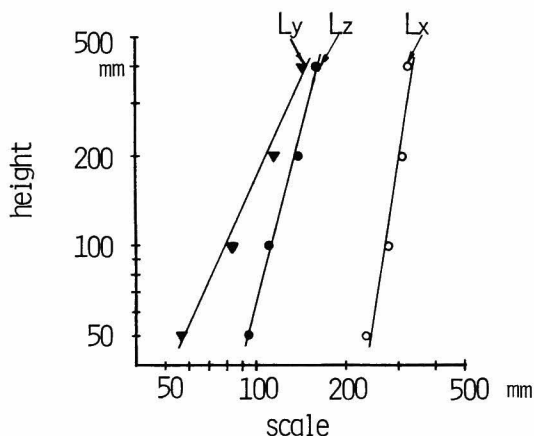


図 4.3.10 乱れのスケールの鉛直分布
($x=y=0$)

また各方向の乱れのスケールの大きさは、自然風の場合 L_x, L_z, L_y の順で、それらの比は、 $10\text{ m} < z < 240\text{ m}$ の範囲内では

$$L_y = 0.3 \sim 0.4 L_x \quad (4.3.10)$$

$$L_z = 0.5 \sim 0.6 L_x \quad (4.3.11)$$

となる。¹⁸⁾ 本実験の場合でも、 $L_x > L_y > L_z$ の関係は成立するが、それらの比は z の増大とともに変化する。即ち、 $z = 100\text{ mm}$ では $L_x : L_y : L_z = 1 : 0.3 : 0.4$ であるが、 $z = 400\text{ mm}$ では、 $L_x : L_y : L_z = 1 : 0.45 : 0.5$ と、ほぼ等方性乱流の値に近づく。

なお、本実験の主流方向の乱れのスケールは 30 cm 程度であり、これを Counihan が調べた $z = 100\text{ m}$ における乱れのスケール ¹⁶⁾

180 m と比較すると、風洞気流と自然風との縮尺比は $1/600$ 程度となる。この縮尺比は、前述した粗度長に基づいて定めた縮尺比と等しい。したがって、本風洞気流は、ほぼ自然風を $1/600$ 程度に縮尺したものであるといえる。この縮尺比にしたがって、本実験に使用した角柱を実物の寸法に直すと、断面が $30\text{ m} \times 30\text{ m}$ 、高さが $60\text{ m}, 120\text{ m}, 240\text{ m}$ となる。

次に周波数別の乱れの相互相関について述べる。図 4.3.11, 4.3.12 は、 $z=50\text{ mm}$ 及び $z=200\text{ mm}$ の点を基準点とした場合の主流方向の流速変動の鉛直方向のコ・コヒーレンスを、無次元周波数 $n\Delta z/\bar{U}(z)$ (Δz は測点間の距離、 z は基準点の位置) に対して示したものである。格子乱流と同様、低周波数領域では、測点間の距離が大きくなるにしたがって、コ・コヒーレンスは小さくなる傾向が認められる。しかし、乱れのスケールが格子乱流に比較して大きいため(約 4.5 倍)、低周波数領域におけるコ・コヒーレンスの低下は、格子乱流に比べればかなり小さい。したがって、境界層流の場合には、工学的には A.G.Davenport が提案しているように、コ・コヒ

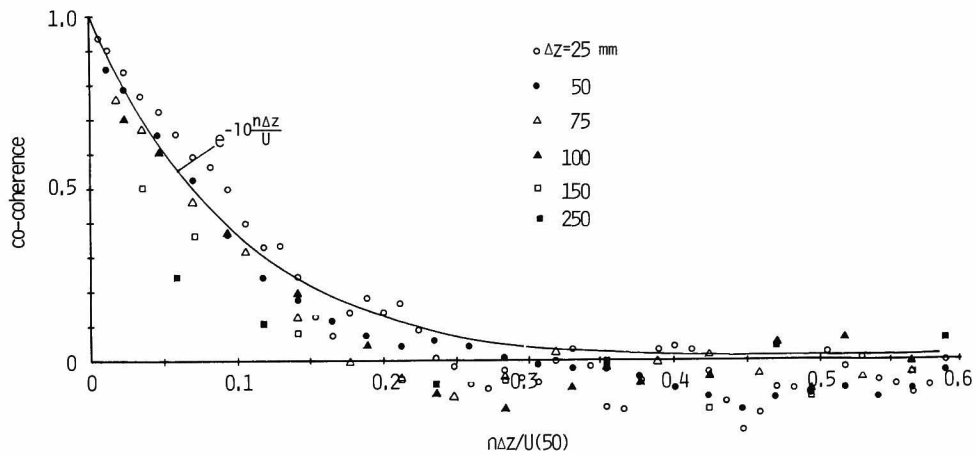


図 4.3.11 主流方向の流速変動の鉛直方向コ・コヒーレンス，基準点 $z=50\text{ mm}$

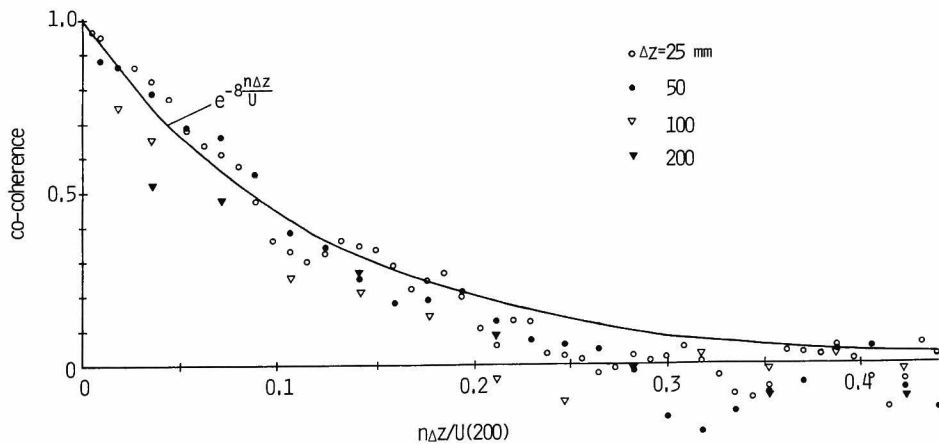


図 4.3.12 主流方向の流速変動の鉛直方向コ・コヒーレンス，基準点 $z=200\text{ mm}$

ーレンスを(4.3.12) 式の指数関数で表わすことが可能であると考えられる。¹⁴⁾

$$C_0\left(\frac{n \Delta z}{\bar{U}(z)}\right) = e^{-c \frac{n \Delta z}{\bar{U}(z)}} \quad (4.3.12)$$

(4.3.12) 式における係数 c は、乱れのスケールに関する係数である。 c は、図 4.3.11, 4.3.12 で示したように鉛直方向に若干変化し、 z が大きくなるにつれて減少する。即ち

$$z = 50 \text{ mm} \quad \text{では} \quad c = 10$$

$$z = 200 \text{ mm} \quad \text{では} \quad c = 8$$

となる。

一方、主流方向の流速変動の水平方向のコ・コヒーレンスについても、図 4.3.13, 4.3.14 に示したように、鉛直方向とほとんど同様に(4.3.12) 式で表わすことができる。その場合の係数 c

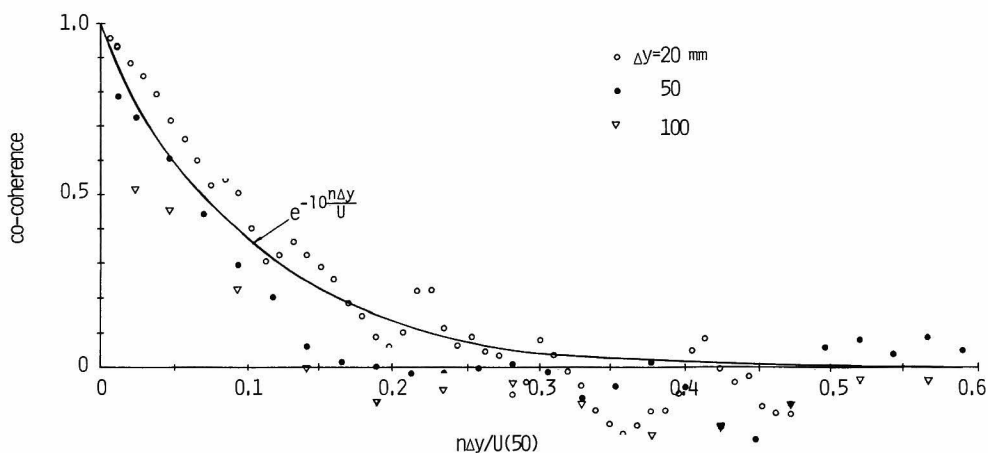


図 4.3.13 主流方向の流速変動の水平方向コ・コヒーレンス， $z = 50 \text{ mm}$

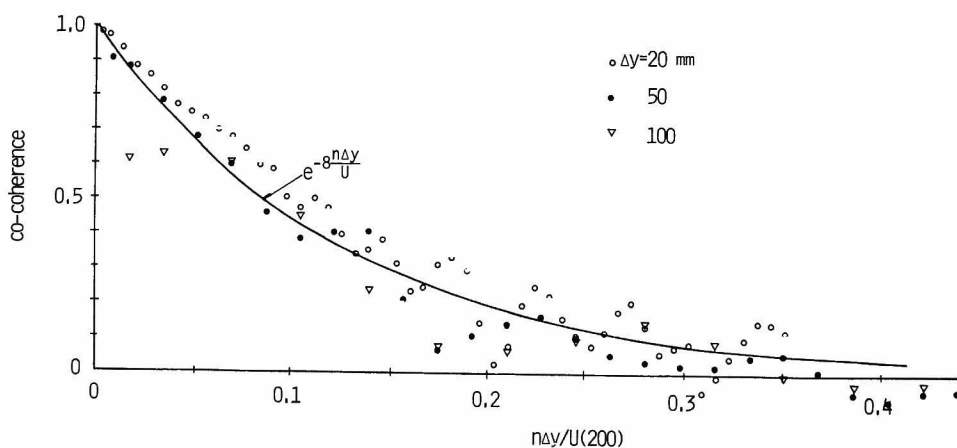


図 4.3.14 主流方向の流速変動の水平方向コ・コヒーレンス， $z = 200 \text{ mm}$

も鉛直方向と同様,

$$z = 50 \text{ mm} \quad \text{では} \quad c = 10$$

$$z = 200 \text{ mm} \quad \text{では} \quad c = 8$$

程度である。

時空間相互相関係数

第1章で述べたように, 格子乱流中では, 乱渦は平均流速で風下へと移動する。この現象は, 流速変動の時空間相互相関係数を調べることによって明らかにすることができる。第1章の実験のように乱れが大きい格子乱流中では, 乱渦が風下へ移流するにつれて, 乱渦の中心位置が大きく変動し, また乱渦自体の変形も進むため, 時空間相互相関係数のピークはしだいに減少し, Taylor の frozen turbulence の仮定はあてはまらない。この時空間相互相関係数の包絡線(ピークの減少の様子を表わす。)は, 格子1($\sqrt{u^2}/\bar{U}_\infty = 0.145$)の場合, (4.3.12)式によって表わされる。

$$f\left(\frac{\tau U}{L_x}\right) = e^{-0.2 \frac{\tau U}{L_x}} \quad (4.3.12)$$

乱流境界層についても, このような乱渦の移流が生じることはBlackwelder等によって報告されている。²²⁾ 図4.3.15は, $z = 100 \text{ mm}$ における, 主流方向の流速変動の時空間相互相関係数を示したものである。格子乱流の場合と同様, 時空間相互相関係数のピークは, 測点間の距離の増大とともに, しだいに正の時間遅れの方へ移動し, 境界層流においても乱渦が風下へと移流することがわかる。ピークが生じる時間遅れから計算した移流速度 U_c と $z = 100 \text{ mm}$ における平均流速 $\bar{U}(z)$ の比 $U_c/\bar{U}(z)$ は0.98で, 乱渦はほぼその位置の平均流速で風下へ移流する。

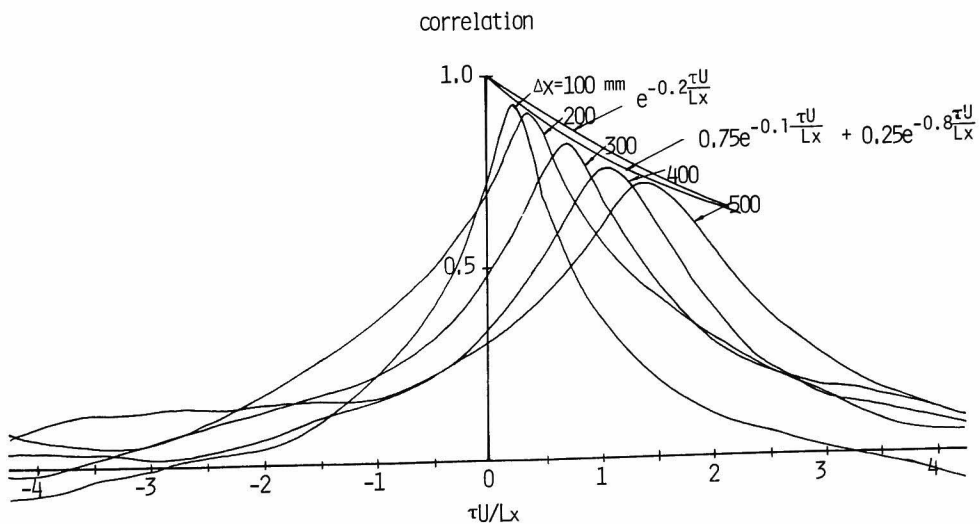


図 4.3.15 主流方向の流速変動の主流方向の時空間相互相関係数

時空間相互相関係数のピークの減少は、図 4.3.1 5 に示した (4.3.1 2) 式の格子乱流の場合よりも若干大きい。また時空間相互相関係数の包絡線は、Kovasznyai も指摘しているように、単独の指数関数で表わすよりも、減少の度合の異なる 2 つの指数関数の和で表現した方が良いことが、図 4.3.1 5 よりわかる。²⁴⁾ 即ち、本実験の場合の時空間相互相関係数の包絡線は

$$f\left(\frac{\tau \bar{U}(z)}{L_x(z)}\right) = 0.75 \cdot e^{-0.1 \frac{\tau \bar{U}(z)}{L_x(z)}} + 0.25 \cdot e^{-0.8 \frac{\tau \bar{U}(z)}{L_x(z)}} \quad (4.3.13)$$

で表わすことができる。

図 4.3.1 6 は、 $z = 50 \text{ mm}$ の点を基準とした、主流方向の流速変動の鉛直方向の時空間相互相関係数を調べたものである。塩谷他の自然風の観測結果にも認められるように、測点間の距離の増大とともに、流速変動の時空間相互相関係数のピークの進みが大きくなる²³⁾ことがわかる。図 4.3.1 7 は、このピークの進みと、流速変動の測定位置での平均流速との積 $\tau \bar{U}(z)$ と、測点間の

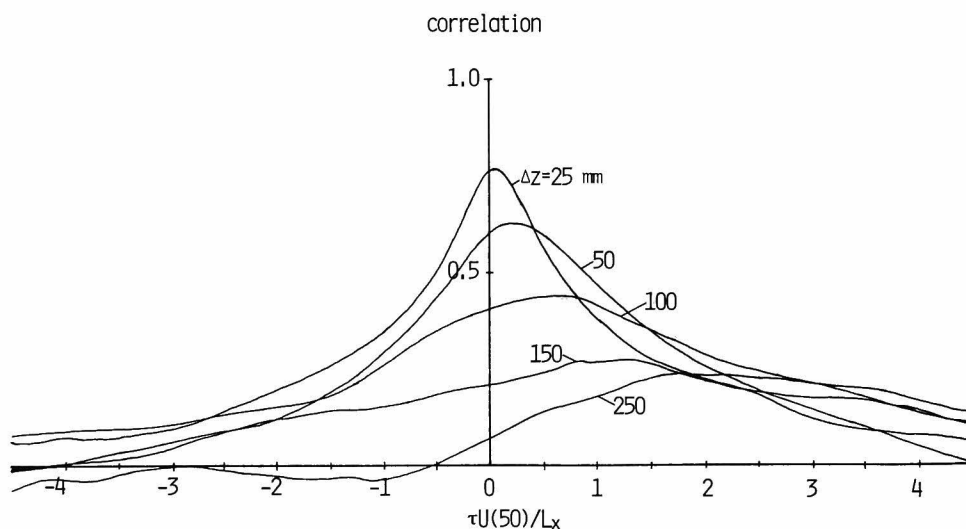


図 4.3.1 6 主流方向の流速変動の鉛直方向の時空間相互相関係数

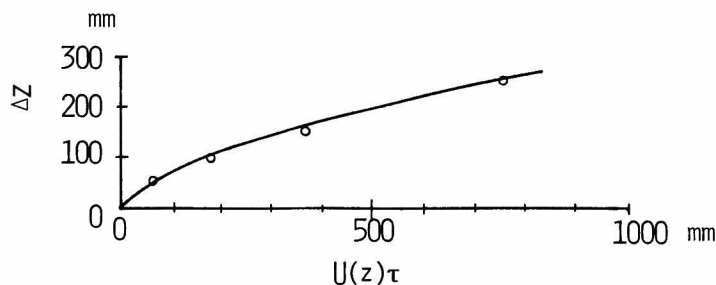


図 4.3.1 7 相互相関係数の極値と測定間の距離の関係

距離の関係を示したものである。前述したように、乱渦は平均流速で風下へと流されるので、図 4.3.17 に示した曲線は、ほぼ乱渦軸の傾きの平均値を示していると考えられる。図 4.3.17 から計算される乱渦軸の傾きは 15° 程度であり、G. L. Brown, A. S. W. Thomas の実験の 18° とほぼ同程度である²⁴⁾。

パワースペクトル密度

図 4.3.18 は、主流方向の流速変動のパワースペクトル密度を、流速変動の測定位置での平均流速 $\bar{U}(z)$ と主流方向の乱れのスケール $L_x(z)$ を基準として表わしたものである。図 4.3.18 中

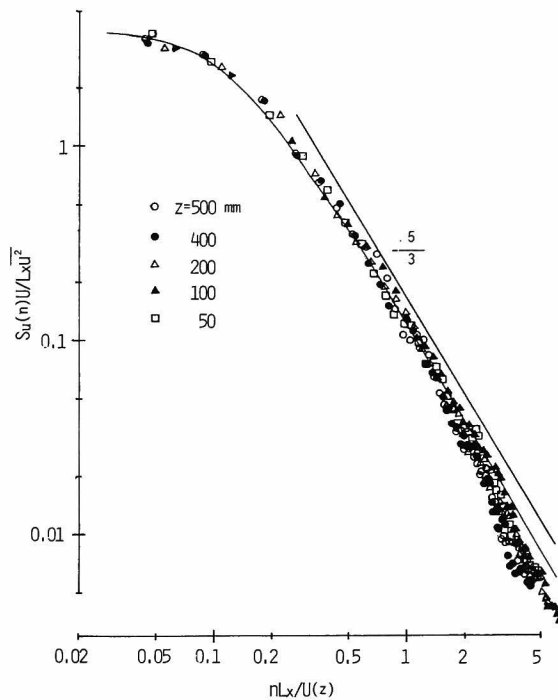


図 4.3.18 流速変動の主流方向成分のパワースペクトル密度、実線は (4.3.14) 式

の実線は、Karman のパワースペクトル (4.3.14) 式を表わしている。高周波数領域において、若干スペクトルの減少勾配が大きくなる傾向にあるが、ほぼ (4.3.14) 式によって、主流方向の流速変動のパワースペクトル密度を表わすことができる。

$$\frac{S_u(z, n) \cdot \bar{U}(z)}{L_x(z) \cdot \sigma_u(z)^2} = \frac{4}{\left\{ 1 + 1.8 \left(\frac{2\pi n L_x(z)}{\bar{U}(z)} \right)^2 \right\}^{\frac{5}{6}}} \quad (4.3.14)$$

また工学的には、主流方向の流速変動を表わす式として、Davenport のパワースペクトル (4.

3.15) 式もよく用いられる。¹⁷⁾

$$\frac{n \cdot S_u(z, n)}{\sigma_u(z)^2} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\tilde{n}^2}{(1 + \tilde{n}^2)^{\frac{4}{3}}} \quad (4.3.15)$$

$$\tilde{n} = \frac{1200 n}{\bar{U}_{10}}$$

ここに \bar{U}_{10} は地上 10 m における平均流速を表わしている。

図 4.3.19 は、風洞気流と自然風の縮尺比を 1/600 とした場合における (4.3.15) 式によるパワースペクトルと実験値を比較したものである。高周波数領域において若干スペクトルの減少勾配が実験値の方が大きくなるが、他の周波数領域ではほぼ (4.3.15) 式と一致しており、工学的には十分 (4.3.15) 式によって、主流方向の流速変動のパワースペクトル密度を近似することができる。

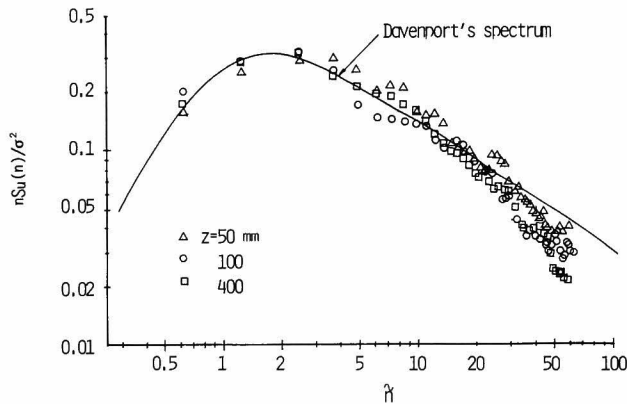


図 4.3.19 流速変動の主流方向成分のパワースペクトル密度、実線は (4.3.15) 式

図 4.3.20, 4.3.21 は、水平及び鉛直方向の流速変動のパワースペクトル密度を、平均流速 $\bar{U}(z)$ とそれぞれの方向の乱れのスケール L_Y, L_Z を基準として表わしたものである。水平、鉛直方向とも、 $z = 50 \text{ mm}$ の場合を除けば、各測定高さにおけるパワースペクトル密度はほぼ一致することから、主流方向同様、パワースペクトル密度は、測定点における乱れのスケールと平均流速を基準とした無次元周波数の関数として表わされることがわかる。

図 4.3.20, 4.3.21 中の実線は、等方性乱流に関して得られる主流直角方向のパワースペクトル密度の関係式を本実験結果に合うように、若干修正した式、(4.3.16)、(4.3.17) 式を表わしている。

$$\frac{S_v(z, n) \cdot \bar{U}(z)}{L_Y(z) \cdot \sigma_v(z)^2} = \frac{2.6}{\left\{ 1 + 1.8 \left(\frac{4\pi n L_Y(z)}{\bar{U}(z)} \right)^2 \right\}^{\frac{5}{6}}} \cdot \left[1 + \frac{5}{3} \cdot \frac{1}{\left\{ 1 + 0.56 \left(\frac{\bar{U}(z)}{4\pi n L_Y(z)} \right)^2 \right\}} \right] \quad (4.3.16)$$

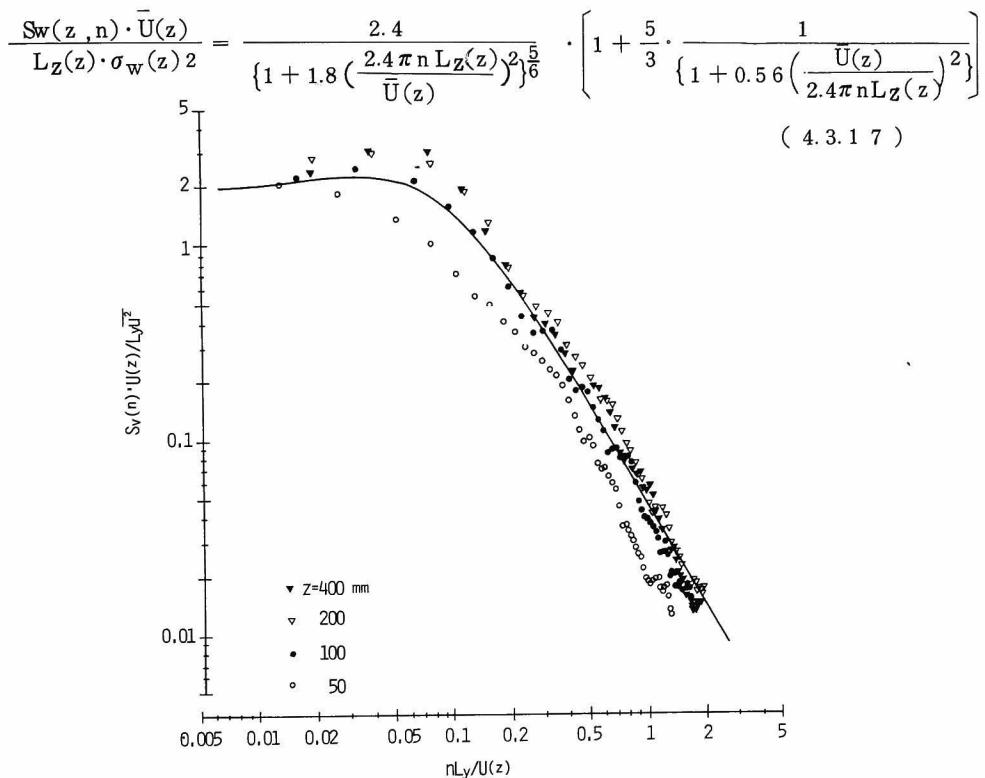


図 4.3.20 流速変動の水平方向成分のパワースペクトル密度，実線は(4.3.16)式

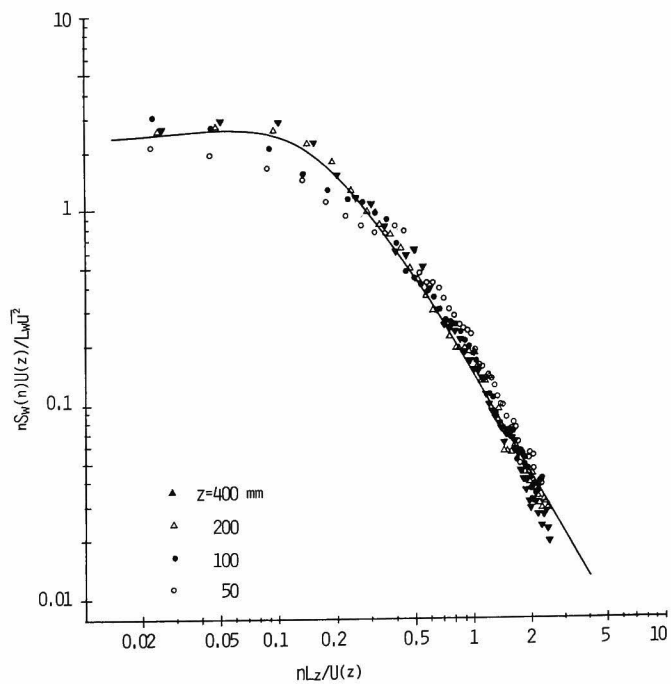


図 4.3.21 流速変動の鉛直方向成分のパワースペクトル密度，実線は(4.3.17)式

確率密度分布

図 4.3.2 2 は、 $z = 50 \text{ mm}$ から $z = 700 \text{ mm}$ までの主流方向の流速変動の確率密度分布を示したものである。図 4.3.2 2 中の実線は正規確率密度分布を表わしている。Counihan によれば自然風の確率密度分布は、 $\pm 3\sigma$ の範囲内においては、ほぼ正規分布によって近似できるということ

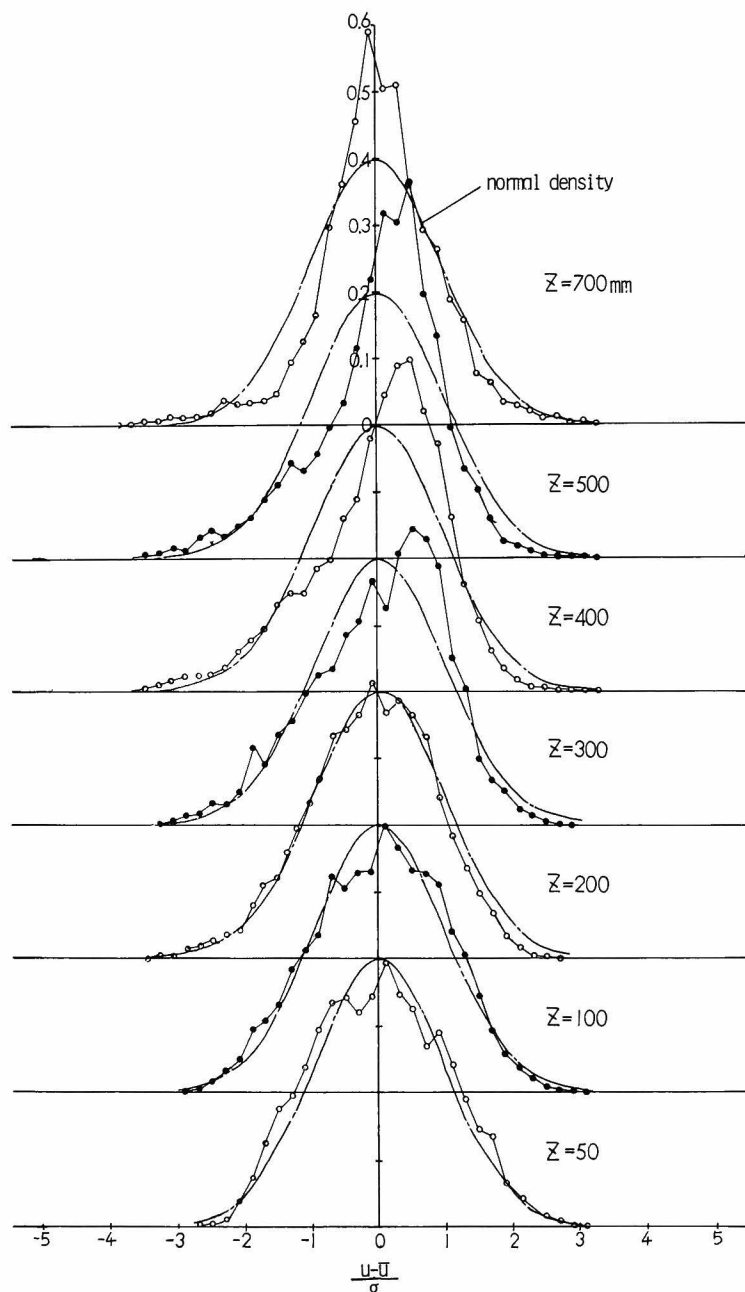


図 4.3.2 2 主流方向の流速変動の確率密度分布，一点鎖線は正規確率密度関数

とであるが、図 4.3.2 2 に示したように、本実験で作成した乱流境界層内の流速変動の確率密度分布は、 z が大きくなるにつれ、流速の小さい方へ大きく偏るようになり、正規分布では近似できない。このような確率密度分布の傾向は、鉛直方向の流速変動に対しても認められる。図 4.3.2 3 は、主流及び鉛直方向の流速変動の確率密度分布の歪度 (skewness) を示したものであるが、 $z < 50 \text{ mm}$ では、歪度は正で、確率密度分布は流速の大きい方へ偏り、 $z \geq 250 \text{ mm}$ では歪度は負で、確率密度分布は流速の小さい方へ偏る。この偏りは z が大きくなるにつれて増大する。

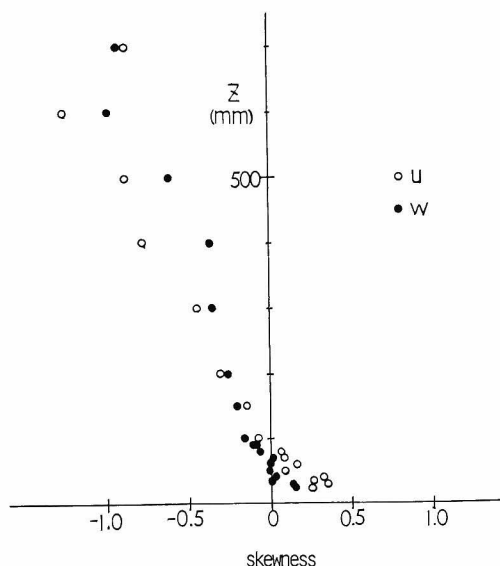


図 4.3.2 3 流速変動の歪度 (skewness factor), u は主流方向成分, w は鉛直方向成分

また図 4.3.2 4 は尖度 (kurtosis) を示したものであるが、 $z < 300 \text{ mm}$ では、尖度はほぼ正規分布の場合と同じ 3 程度の値となるが、 z が 300 mm 以上になると、尖度は急速に増大する。このように z が大きくなるにつれて、確率密度分布の偏りや尖度が増大するのは、上層程乱れの間歇現象が強まることが原因であると考えられる。

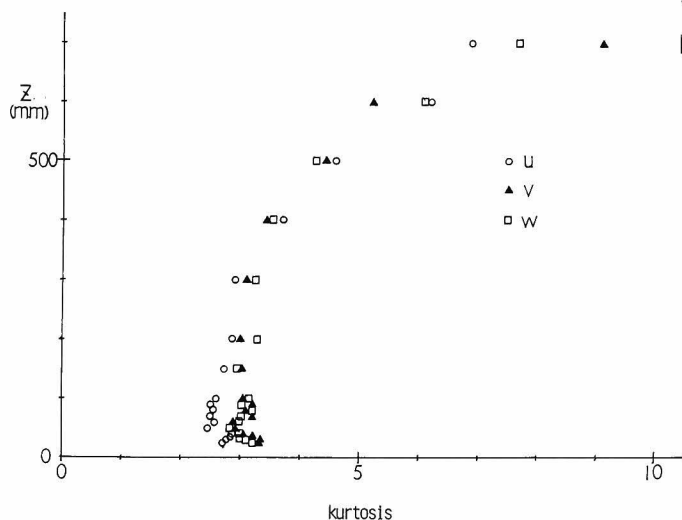


図 4.3.2 4 流速変動の尖度 (kurtosis or flatness factor), u は主流方向成分, v は水平方向成分, w は鉛直方向成分

4.4 角柱に作用する圧力

4.4.1 圧力変動の波形

図 4.4.1 は、迎角 0° の場合のアスペクト比 4 の角柱の各面の中央点に作用する圧力変動の波形を、角柱の風上の主流方向及び水平方向の流速変動の波形とともに示したものである。第 1 章で示した 2 次元角柱の場合と同様、風上面に作用する圧力変動は、角柱の風上の主流方向の流速変動とほぼ同じ波形を示している。2 次元角柱の場合に比べると風上面の圧力変動が緩やかであるが、これは乱流境界層の場合の乱れのスケールが、格子乱流の場合の約 4.5 倍に達するためである。

一方側面に作用する圧力変動は、風上面よりより短い周期の変動を多く含んでいる。また、時折やや周期的に圧力変動している。背面の圧力変動は、風上面、側面に比べて変動も小さく、より緩やかである。

図 4.4.2 は、迎角 80° の場合の側面に作用する圧力変動の波形を示したものである。この迎角では、短周期の振巾の大きい変動と比較的長周期の振巾の小さい変動が交互に生じることがわかる。

これらの圧力変動の波形の特徴は、第 5 章で述べる大阪ホテルプラザの壁面に作用する圧力変動や Dalglish^{25), 26)}によって観測された高層建物に作用する圧力変動の波形の特徴とよく一致する。

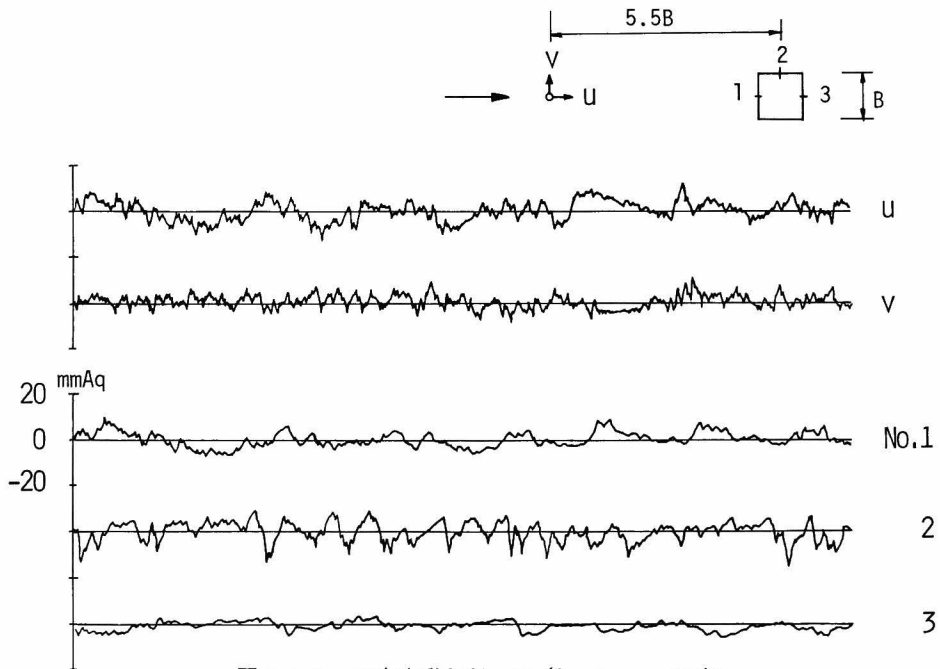


図 4.4.1 圧力変動記録， $H/B = 4$ ， $z = H/2$

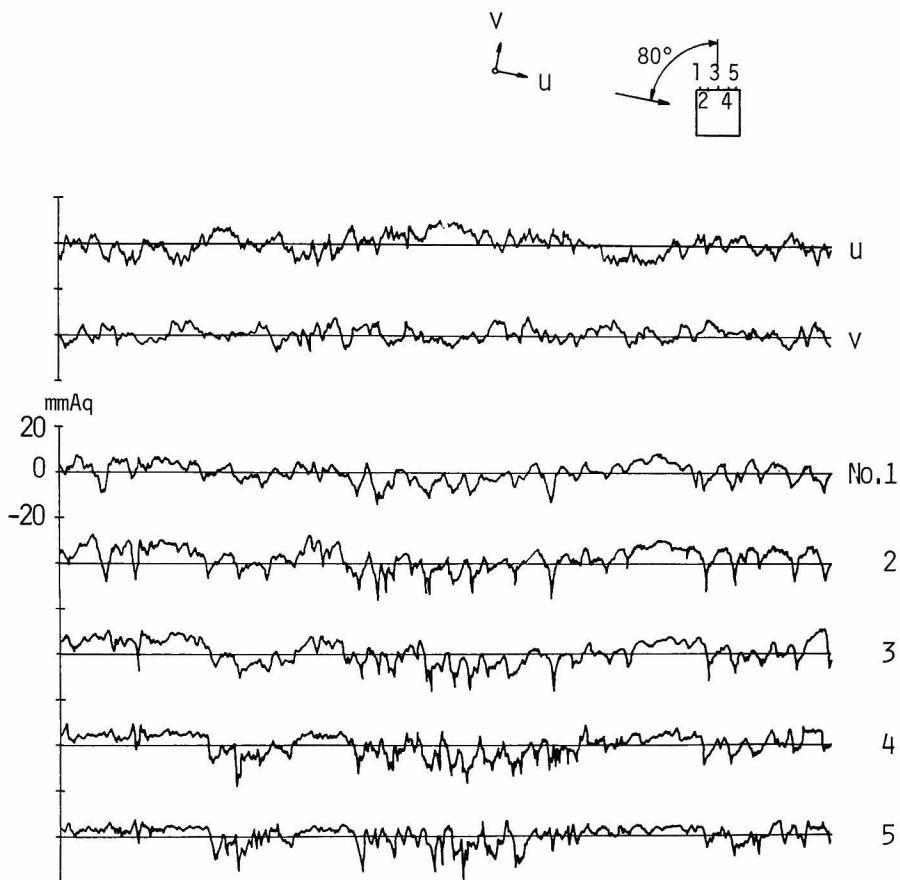


図 4.4.2 側面の圧力変動， $H/B = 4$ ， $z = H/2$

4.4.2 圧力分布

平均圧力係数

境界層中では，平均流速が鉛直方向に変化するため，基準流速のとり方によって圧力係数の値が異なってくる。この際の基準流速としては，(1)圧力が作用する高さでの平均流速，(2)角柱の頂部での平均流速，(3)境界層の外側での流速の3つが考えられる。例えば平均圧力係数を例にとって考えると，(1)，(2)，(3)の方法によって定義される圧力係数は，それぞれ(4.4.1)，(4.4.2)，(4.4.3)式によって表わされる。

$$1 \text{ } C_{p.m.}(z) = \frac{\bar{P}(z)}{\frac{1}{2} \rho \bar{U}(z)^2} \quad (4.4.1)$$

$${}_2 C_{p.m.}(z) = \frac{\bar{P}(z)}{\frac{1}{2} \rho \cdot \bar{U}(H)^2} \quad (4.4.2)$$

$${}_3 C_{p.m.}(z) = \frac{\bar{P}(z)}{\frac{1}{2} \rho \cdot \bar{U}_{\infty}^2} \quad (4.4.3)$$

ここに $\bar{P}(z)$ は高さ z の位置に作用する平均圧力を表わす。

現在各国で使用されている風荷重基準のほとんどは、圧力係数を(1)の方法で定義している。これは、(1)の方法の場合、平均流速分布や建物の高さとは無関係に、圧力係数を定められるという利点があるからである。また、境界層流を用いた風洞実験では、(2)の方法により圧力係数を定義することが多い。これは、圧力係数の計算において、(1)の方法のように高さごとに基準流速を変化させるのが面倒なこと、及び建物の各面に作用する圧力の大きさを求める場合にも、(1)によって定義された圧力係数を用いるより、(2)によって定義された圧力係数を用いた方がより簡単に圧力の大きさを評価できることによると思われる。ちなみに、(2)の方法によって定義された圧力係数は、圧力の大きさに比例する。

角柱に作用する圧力の特性が、圧力が作用する高さでの流速によってのみ左右され、鉛直方向の流速勾配等の影響を受けなければ、(1)の方法によって定義した平均圧力係数は、鉛直方向には変化しないと考えられる。即ち

$${}_1 C_{p.m.}(z) = \text{constant} \quad (4.4.4)$$

となる。したがって、角柱に作用する平均圧力は、その高さでの平均流速の2乗に比例する。この場合、(2)あるいは(3)の方法によって定義される平均圧力係数は、それぞれ

$${}_2 C_{p.m.}(z) = {}_1 C_{p.m.} \cdot \left(\frac{\bar{U}(z)}{\bar{U}(H)} \right)^2 \quad (4.4.5)$$

$${}_3 C_{p.m.}(z) = {}_1 C_{p.m.} \cdot \left(\frac{\bar{U}(z)}{\bar{U}_{\infty}} \right)^2 \quad (4.4.6)$$

となり、圧力係数の鉛直分布は、平均流速分布の2乗に比例する。

図4.4.3は、(3)の方法で定義された、迎角 0° の場合の風上面中央点に関する圧力係数の鉛直分布を示したものである。図4.4.3中の一点鎖線は、(4.4.5)式において、 ${}_1 C_{p.m.} = 1$ とした場合の圧力係数 ${}_3 C_{p.m.}(z)$ を表わしている。図4.4.3からわかるように、いずれのアスペクト比の場合においても、角柱の頂部付近を除けば、圧力係数 ${}_3 C_{p.m.}(z)$ は、 ${}_1 C_{p.m.} = 1$ と仮定した場合とほとんど等しくなる。したがって、風上面に対しては(4.4.1)式によって定義された圧力係数 ${}_1 C_{p.m.}$ は一定で、しかもアスペクト比によってほとんど変化しないといえる。

このことは、各高さにおける平均圧力の大きさが、その高さの平均流速をもつ一様な流れの場合にある2次元角柱に作用する平均圧力と等しいことを意味している。このように、境界層流中にある物体に作用する圧力が、その圧力が作用する高さの流速の特性を基準として定めることがで

きるという仮定を，ストリップ理論（strip theory）の仮定と呼んでいる。

このような仮定が，迎角が変化した場合にも適用できるかどうかを調べたのが図 4.4.4 である。図 4.4.4 の実線は，角柱の半分の高さでの平均圧力係数を基準にして，（4.4.6）式より定めた平均圧力係数 ${}_2C_{p.m.}(z)$ の鉛直分布を表わしている。図 4.4.4 からわかるように，迎角 80° までは，ほぼ（4.4.6）式から導びかれる圧力分布にしたがっており，この迎角までは， ${}_1C_{p.m.}(z)$ は一定であり，この仮定が適用できると考えられる。しかし，迎角 90° 以上になると，平均圧力係数 ${}_2C_{p.m.}(z)$ の分布形状は，（4.4.6）式より求められるものよりもより一様になり，もはや ${}_1C_{p.m.}$ は一定とはみなせず，このような仮定は妥当ではない。特に，角柱の下部においては， ${}_1C_{p.m.}$ を一定とみなした場合よりも，圧力係数 ${}_2C_{p.m.}(z)$ はかなり大きくなり，一定の ${}_1C_{p.m.}$

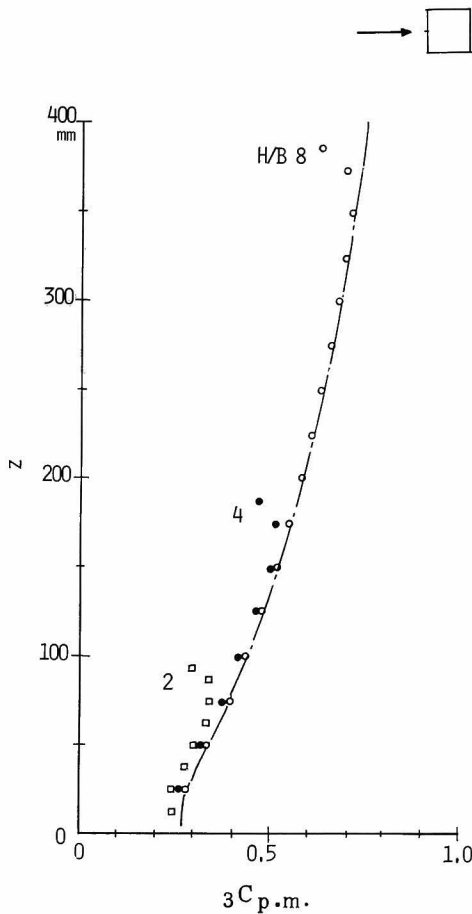


図 4.4.3 平均圧力分布， $\alpha = 0^\circ$
一点鎖線は（4.4.6）式

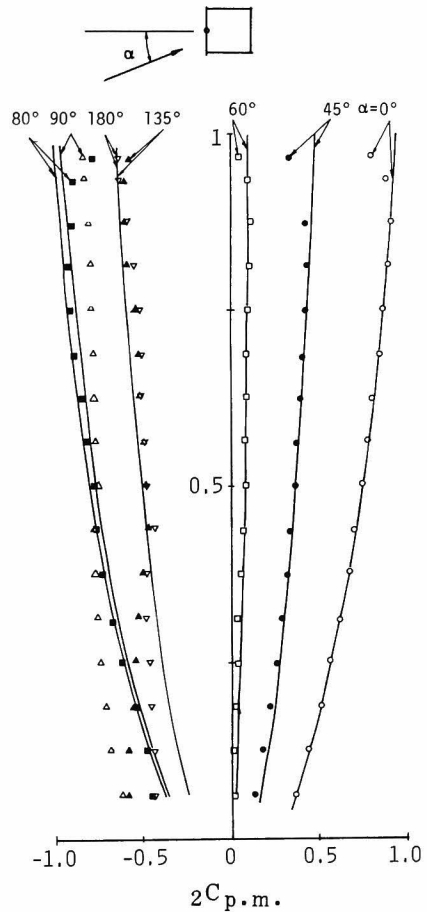


図 4.4.4 平均圧力分布，実線は（4.4.6）式

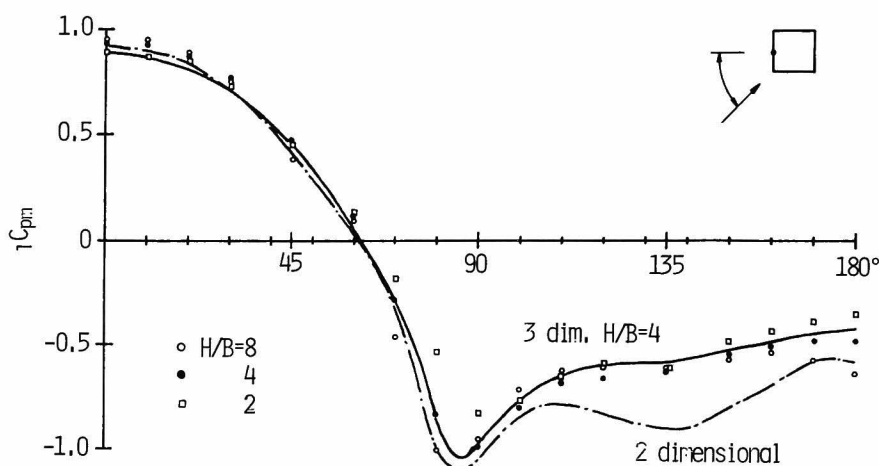


図 4.4.5 中央点の平均圧力係数と迎角の関係，実線は格子 1 の乱流中の $H/B=4$ の角柱の場合，一点鎖線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱の場合 ($B/L_x=0.74, I_u=0.145$)

を用いた場合には，圧力を相当に過小評価することになる。

次に，平均圧力係数 $1C_{p,m}$ がアスペクト比によってどのように変化するかを調べてみる。図 4.4.5 は，角柱の中央点に関する平均圧力係数 $1C_{p,m}(H/2)$ が，アスペクト比及び迎角によってどのように変化するかを調べたものである。図 4.4.5 中の点線及び一点鎖線は，それぞれ格子 1 の乱流中 ($\sqrt{u^2}/U_\infty = 0.145, L_x = 6\text{ cm}$) における 2 次元角柱と，アスペクト比 4 の 3 次元角柱の場合を表わしている。図 4.4.5 よりわかるように，境界層流中にある 3 次元角柱の結果は，格子乱流中の 3 次元角柱の結果とほとんど変わらない。またアスペクト比の影響は，迎角 $0^\circ \sim 60^\circ$ 及び $100^\circ \sim 150^\circ$ においてはあまり大きくないが，迎角 $70^\circ, 80^\circ, 170^\circ, 180^\circ$ では， $1C_{p,m}$ はアスペクト比によって大きな影響を受け，アスペクト比が大きい程 $1C_{p,m}$ は小さくなる。

したがって，角柱の中央線の平均圧力係数 $1C_{p,m}$ は，迎角 60° までは，鉛直方向及びアスペクト比によってほとんど変化せず，ほぼ 2 次元角柱の場合に等しい。迎角 70° 及び 80° では鉛直方向には一定ではあるが，アスペクト比によって異なる。迎角 90° 以上では鉛直方向に一定とはならず，しかも迎角 170° 及び 180° ではアスペクト比によって大きく変化する。

以上のように，平均圧力係数の鉛直分布に関しては，迎角 $0^\circ \sim 80^\circ$ の範囲では，ストリップ理論の仮定が成立することが明らかとなった。それでは，断面内，即ち水平方向の平均圧力係数についても，このような仮定が適用できるであろうか。図 4.4.6 は， $z = H/2$ における平均圧力係数 $1C_{p,m}(H/2)$ の水平方向の分布形状を調べたものである。図 4.4.6 の点線は，格子 1 の乱流中にある 2 次元角柱（以下単に 2 次元角柱と呼ぶことにする。）の圧力係数分布を示している。風上面にあたる迎角 $0^\circ, 45^\circ$ の場合の平均圧力係数は，ほとんど 2 次元角柱の場合と変わらない。

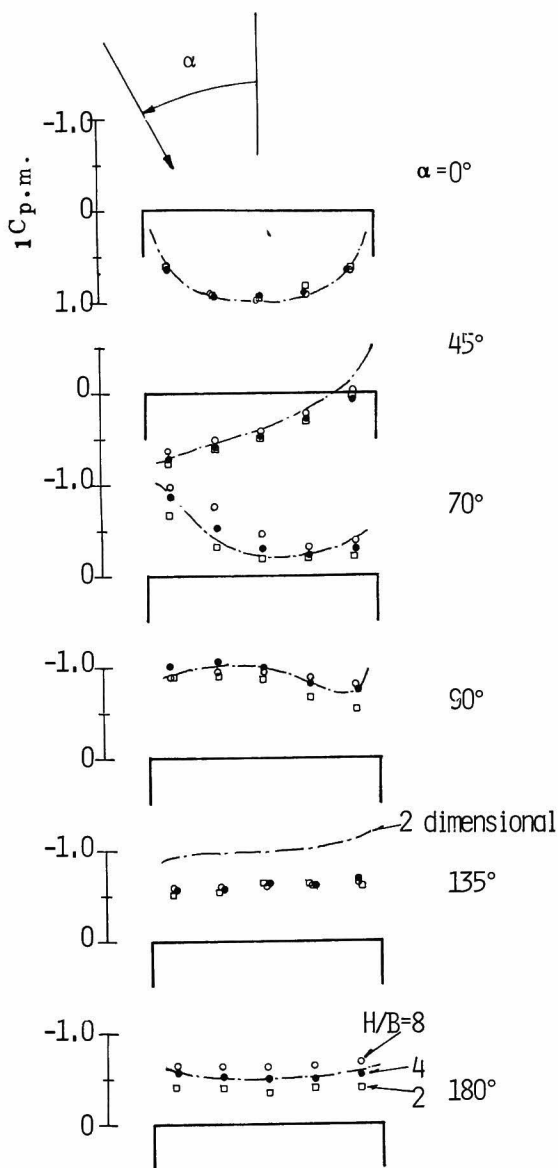


図 4.4.6 平均圧力分布, $z = H/2$, $\square H/B = 2$,
 $\bullet H/B = 4$, $\circ H/B = 8$, 一点鎖線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱 ($B/L_x = 0.74$,
 $I_u = 0.145$)

また迎角 70° においては, 平均圧力係数の大きさはアスペクト比の影響を大きく受けるが, 平均圧力係数分布は, どのアスペクト比の場合でも 2 次元角柱の場合と同じように凹形分布となる。しかし, 最小圧力係数が生じる位置は, 2 次元角柱の場合より若干風下へと移動する。迎角 90° の場合は, 2 次元角柱とほぼ等しい。迎角 135° の場合, 平均圧力係数の値は 2 次元角柱よりかなり小さいが, 分布形状にはほとんど差はない。迎角 180° の場合も分布形状には大差はないが, 平均圧力係数の値はアスペクト比によってかなり異なり, アスペクト比 8 の場合, 2 次元角柱よりも平均圧力係数の絶対値は大きい。

変動圧力係数

前述したストリップ理論を第1章で述べた準静的理論と組み合わせて用いることにより、角柱に作用する圧力変動を、その位置での平均流速と流速変動の関数として(4.4.7)式で表わすことができる。

$$p(z,t) = \rho \cdot \bar{U}(z) \left\{ {}_1C_{p.m.}(\alpha) \cdot u(z,t) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial {}_1C_{p.m.}(\alpha)}{\partial \alpha} \cdot v(z,t) \right\} \quad (4.4.7)$$

ここに α は平均流向を表わしている。

したがって、 z での平均流速を基準とした変動圧力係数 ${}_1C_{p.rms}(z)$ は、

$${}_1C_{p.rms}(z) = \frac{\sqrt{p(z,t)^2}}{\frac{1}{2} \rho \bar{U}(z)^2} = 2 \frac{\sigma_u(z)}{\bar{U}(z)} \sqrt{{}_1C_{p.m.}(\alpha)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial {}_1C_{p.m.}(\alpha)}{\partial \alpha} \right)^2 \frac{\sigma_v(z)^2}{\sigma_u(z)^2}} \quad (4.4.8)$$

となる。また境界層の外側の流速を基準にした場合には

$${}_3C_{p.rms} = \frac{\sqrt{p(z,t)^2}}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} = 2 \frac{\bar{U}(z)}{U_\infty} \frac{\sigma_u(z)}{U_\infty} \sqrt{{}_1C_{p.m.}(\alpha)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial {}_1C_{p.m.}(\alpha)}{\partial \alpha} \right)^2 \frac{\sigma_v(z)^2}{\sigma_u(z)^2}} \quad (4.4.19)$$

となる。

図4.4.7は、迎角 0° の場合の風上面の中央線に関する変動圧力係数 ${}_3C_{p.rms}(z)$ の鉛直分布を示したものである。図4.4.7中の実線は、

${}_1C_{p.m.}=1$ とした場合の(4.4.19)式から求められる変動圧力係数を示している。実験値に多少バラツキが認められ、また実験値の方が若干計算値より小さくなる傾向はあるものの、変動圧力係数の鉛直分布の形状は、実験値と計算値でほぼ一致するところから、迎角 0° に関しては、ほぼストリップ理論と準静的理論の組合せで、圧力変動を表現することができる。しかし、図4.4.8,4.4.9に示した迎角 90° 及び 180° の場合には、変動圧力係数は大きさ及び分布形とも、(4.4.19)式から導びかれる値とはかなり異っている。特に角柱の下部では、平均圧力と同様、変動圧力についても、(4.4.19)式によって評価した場合かなり過小評価となる。

図4.4.10は、角柱の中央点に関する変

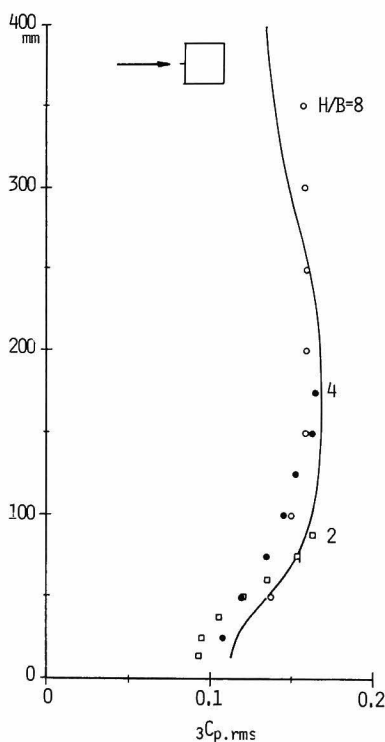


図4.4.7 変動圧力分布, $\alpha = 0^\circ$, $\square H/B=2$,
 $\bullet H/B=4$, $\circ H/B=8$, 実線は(4.4.19)式

動圧力係数 $1C_{p,rms}$ の迎角による変化を調べたものである。図 4.4.10 の点線が 2 次元角柱，一点鎖線が格子乱流中にあるアスペクト比 4 の 3 次元角柱の場合を示している。迎角による変動圧力係数の変化の傾向は，2 次元角柱の場合とほぼ等しい。ただ，迎角 $120^\circ \sim 170^\circ$ までの範

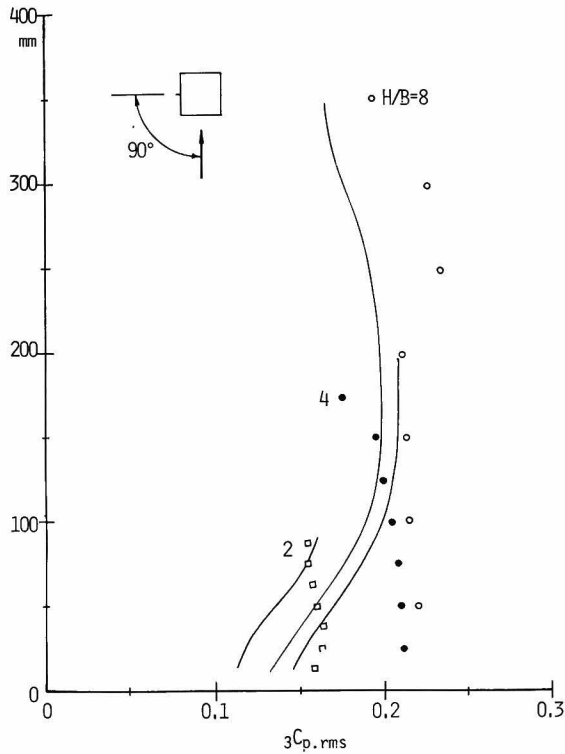


図 4.4.8 変動圧力分布， $\alpha = 90^\circ$ ， $\square H/B=2$
 $\bullet H/B=4$ ， $\circ H/B=8$ ，実線は (4.4.19) 式

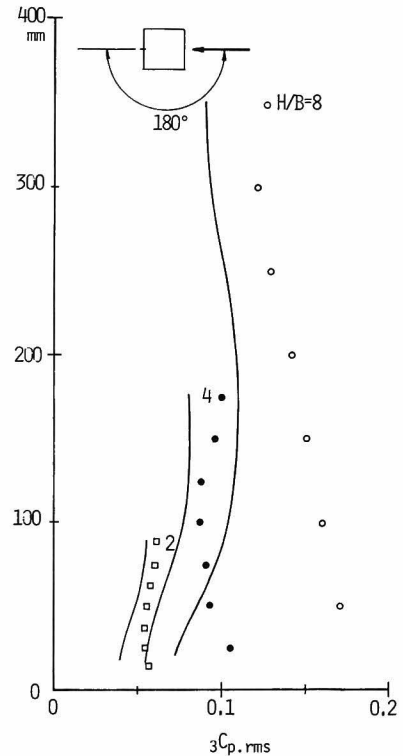


図 4.4.9 変動圧力分布， $\alpha = 180^\circ$
 $\square H/B=2$ ， $\bullet H/B=4$ ， $\circ H/B=8$
 実線は (4.4.19) 式

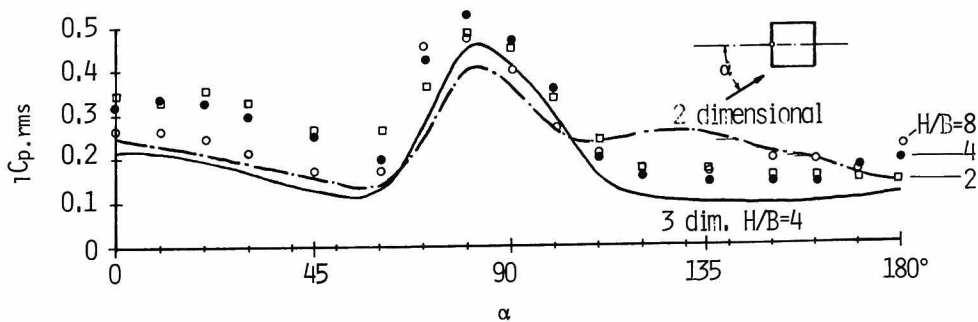


図 4.4.10 中央点の変動圧力係数と迎角の関係， $\square H/B=2$ ， $\bullet H/B=4$ ， $\circ H/B=8$ ，実線は格子乱流中の $H/B=4$ の角柱，一点鎖線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱 ($B/L_x=0.74$ ， $I_u=0.145$)

囲を除けば、境界層流中の変動圧力係数の方が2次元角柱の場合より大きい。この要因は、格子1の乱流の乱れ強さに比較して、境界層流中の乱れ強さが大きいためであると考えられる。特に、迎角 $0^\circ \sim 45^\circ$ の場合に認められる差は、ほぼ乱れ強さに比例しているところから、これらの迎角においては、圧力変動がストリップ理論と準静的理論の組合せで表現できると考えられる。一方、迎角 $120^\circ \sim 170^\circ$ において、2次元角柱の場合の方が、変動圧力係数の値が大きいのは、後に詳述するように、後流に放出される交番渦が、3次元角柱の方が2次元角柱よりも弱いためである。

図4.4.1.1は、アスペクト比4の角柱の中央点の変動圧力係数に関して、(4.4.1.8)式から導かれる ${}_1C_{p,rms}$ と実験値を比較したものである。迎角によっては若干差の大きい場合もあるが、ほぼ計算値と実験値の値は一致していると考えられる。

図4.4.1.2は、角柱の半分の高さの位置での水平方向の変動圧力係数 ${}_1C_{p,rms}$ の分布を示したものである。図4.4.1.2中の点線は2次元角柱の場合を示している。変動圧力係数の大きさは、アスペクト比によって大きな影響を受けるが、迎角 70° を除いては、変動圧力係数の分布形は、あまり大きく変化しないことがわかる。また2次元角柱の場合と比較すると、迎角 $45^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ の場合には、変動圧力係数の分布形状はよく似ている。しかし、他の迎角の場合には若干の差が認められる。即ち、迎角 0° の場合、2次元角柱においては、変動圧力係数は、角柱の端部へ向かうにつれて増大しているが、境界層流の実験結果では、端部へ向かう程減少する。また迎角 70° の場合には、変動圧力係数が最大となる位置は、2次元角柱の場合には、角柱の風上端付近であるが、境界層流の場合は、アスペクト比が大きい程より風下へと移動している。

局部負圧

圧力係数のうち、外装材の設計にとって特に重要なものは、側面に作用する大きな負圧、即ち局部負圧である。平均圧力係数が最小となる場合は、流れが若干側面に対して斜めから当たる場

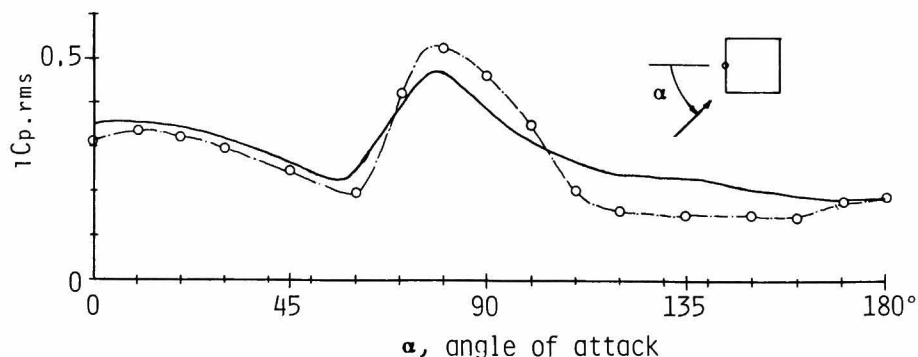


図4.4.1.1 中央点の変動圧力係数, $H/B=4$, 実線は(4.4.1.9)式

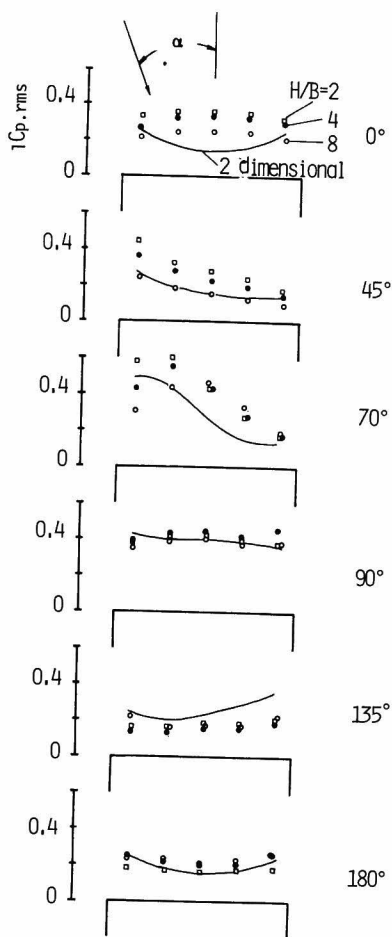


図 4.4.12 変動圧力係数分布, $z=H/2$,
 $\square H/B=2$, $\bullet H/B=2$, $\circ H/B=8$
 実線は格子 1 の乱流中の 2 次元
 角柱 ($B/L_x = 0.74$, $I_u = 0.145$)

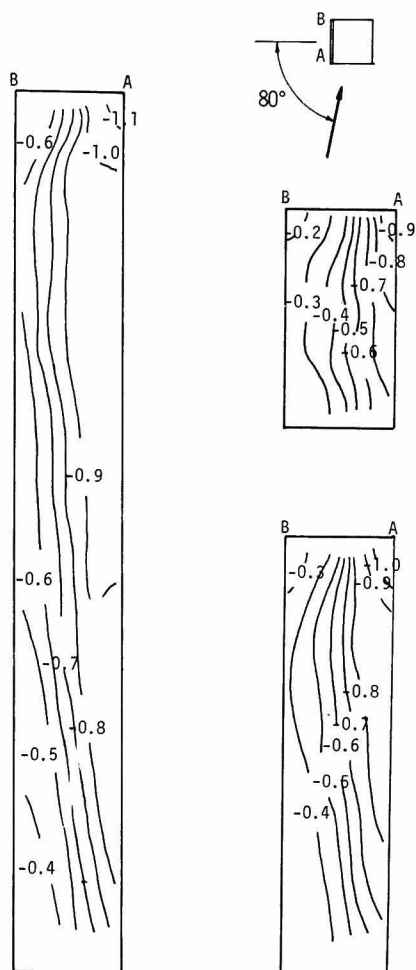


図 4.4.13 側面の平均圧力係数分布 ($2C_{p,m.}$)
 $\alpha = 80^\circ$

合, いわゆる glancing angle において生じる。²⁷⁾

図 4.4.1 3 は, 迎角 80° の場合の側面の平均圧力係数 $2C_{p,m.}$ の分布を示したものである。いずれのアスペクト比においても, 平均圧力係数 $2C_{p,m.}$ の最小値は, 側面の頂部付近の風上の隅に生じる。平均圧力係数の値は, アスペクト比が大きくなるにしたがって低下する。アスペクト比 8 のときの平均圧力係数 $2C_{p,m.}$ の最小値は, -1.1 程度である。

一方, 外装材の設計にとっては, 平均圧力係数だけでなく, 圧力の瞬時最大値或いは最小値も重要である。図 4.4.1 4 は, 迎角 80° 及び 90° における最小圧力係数 $2C_{p,min}$ の分布を示したものである。最小圧力係数が小さい領域は, 平均圧力係数の場合とは大きく異なり, 角柱の下部

の側面風上側である。また迎角 80° の場合よりも迎角 90° の場合の方が、最小圧力係数の値が小さく、その広がりも大きい。即ち、迎角 90° の方が瞬時的には強い局部負圧が生じ、また強い負圧が生じる範囲も大きい。このように、圧力の瞬時値の大小と平均値の大小とは大きく異なっており、平均圧力係数を基準としてガスト影響係数を乗じる方法では、建物の下部付近の局部負圧を、かなり過小評価する恐れがある。

図 4.4.15 は、角柱の半分の高さでの最小圧力係数 ${}_1C_{p,min}$ の水平方向の分布を示したものである。図 4.4.15 の点線は、2次元角柱の場合を示している。データにかなりのバラツキが認められるが、境界層流中の3次元角柱の側面の最小圧力係数の分布は、ほぼ2次元角柱と同様の形状を示している。また最小圧力係数の値は、2次元角柱の場合よりも若干大きい。

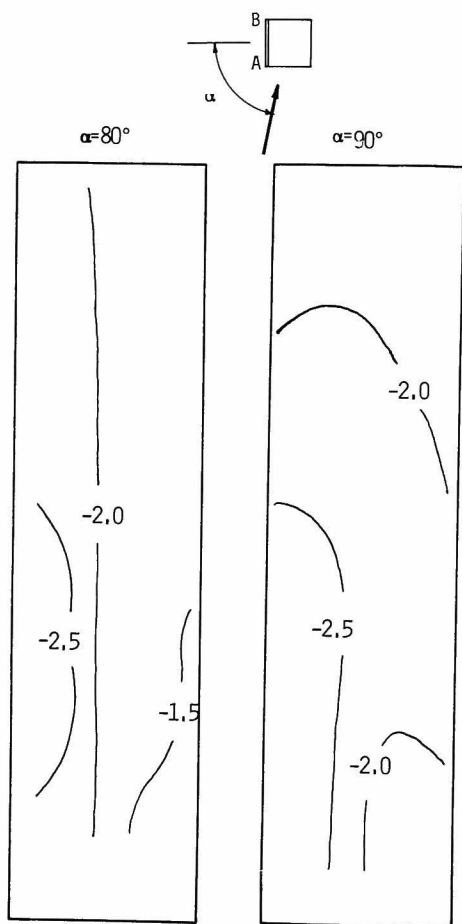


図 4.4.14 側面の最小圧力分布(${}_2C_{p,min}$)

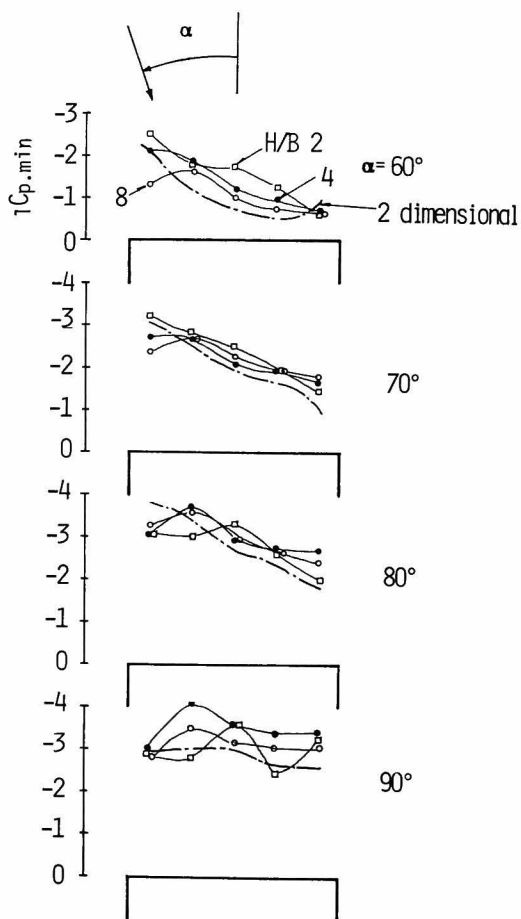


図 4.4.15 最小圧力分布(${}_1C_{p,min}$), $z = H/2$,
 $\square H/B=2$, $\bullet H/B=4$, $\circ H/B=8$
 一点鎖線は格子1の乱流中の
 2次元角柱 ($B/L_x=0.74$, $I_u=0.145$)

4.4.3 パワースペクトル密度

前節では、境界層流中にある3次元角柱の圧力係数の大きさ及び分布形を、ストリップ理論及び準静的理論に基づいて、2次元角柱の値と比較し、それらの理論の適用性と限界について考察した。本節では、周波数別にみた圧力変動の大きさ、即ちパワースペクトル密度に関して、そのような理論がどこまで適用できるかを、2次元角柱の場合と比較することによって検討することとする。

図4.4.16は、アスペクト比4の3次元角柱の中央点に作用する圧力変動の規準化パワースペクトル密度が、迎角によってどのように変化するかを調べたものである。迎角 0° の場合に示してある点線は、 $z=100\text{mm}$ における一般流の主流方向の流速変動の規準化パワースペクトル密度である。迎角 $0^\circ, 45^\circ$ においては、第1章及び第3章で示した格子乱流中の2次元及び3次元角柱の場合と同様、圧力変動のパワースペクトル密度は、一般流の流速変動と同様、周波数の増大に伴って単調に減少する。ただ、高周波数領域でのパワースペクトル密度の減少勾配は、2次元角柱等と同様、流速変動のパワースペクトル密度の場合よりは、かなり大きい。

迎角 90° では、境界層流の場合も $nB/\bar{U}(z)=0.12$ 付近に、後流に発生する交番渦の影響とみられるスペクトルピークが認められる。このスペクトルピークは、迎角 135° の場合にも認められ、迎角 135° においてもなお、後流中には交番渦が発生していると考えられる。第3章で述べたように、格子乱流中にある3次元角柱においては、迎角 135° ではスペクトルピークは存在せず、交番渦の発生は生じていないと推察された。境界層流中における乱れ強さは、 $z=100\text{mm}$ において 0.182 と格子乱流の場合の 0.145 よりかなり大きいにもかかわらず、また大體他も述べているように³⁾、一般に境界層流の方が流速勾配の影響により交番渦の発生が抑えられる傾向があるにもかかわらず、迎角 135° でこのようなスペクトルピークが認められる要因は、多分格子乱流と境界層流の乱れのスケールの差によるものであると考えられる。なぜなら、第1章で明らかにしたように、 $nB/\bar{U}=0.12$ 付近のスペクトルピークは、 L_x/B が大きい程、即ち乱れのスケールが大きい程顕著になり、交番渦の発生が促進されるからである。

また迎角 180° 即ち背面においては、風上面と同様、周波数の増大に伴ってパワースペクトル密度は単調に減少するが、風上面に比べて高周波数成分の割合が著しく大きくなることが注目される。

次に、迎角別に更に詳しくパワースペクトル密度を検討してみよう。前節で示したように、風上面の圧力係数は、ストリップ理論と準静的理論の組合せで表現することができる。したがって、パワースペクトル密度の評価に対しても、(4.4.7)式がある程度有効であると考えられる。勿論、第1章及び図4.4.16で明らかのように、準静的理論では、高周波数領域のパワースペクトル密度までを正確に表現できるとは期待できない。

(4.4.7)式によると、圧力変動のパワースペクトル密度は(4.4.20)式で表わすことができる。

$$S_p(z, n) = \rho^2 \cdot \bar{U}(z)^2 \cdot \left\{ {}_1C_{p,m}(\alpha)^2 S_u(z, n) + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial {}_1C_{p,m}(\alpha)}{\partial \alpha} \right)^2 \cdot S_v(z, n) \right\} \quad (4.4.20)$$

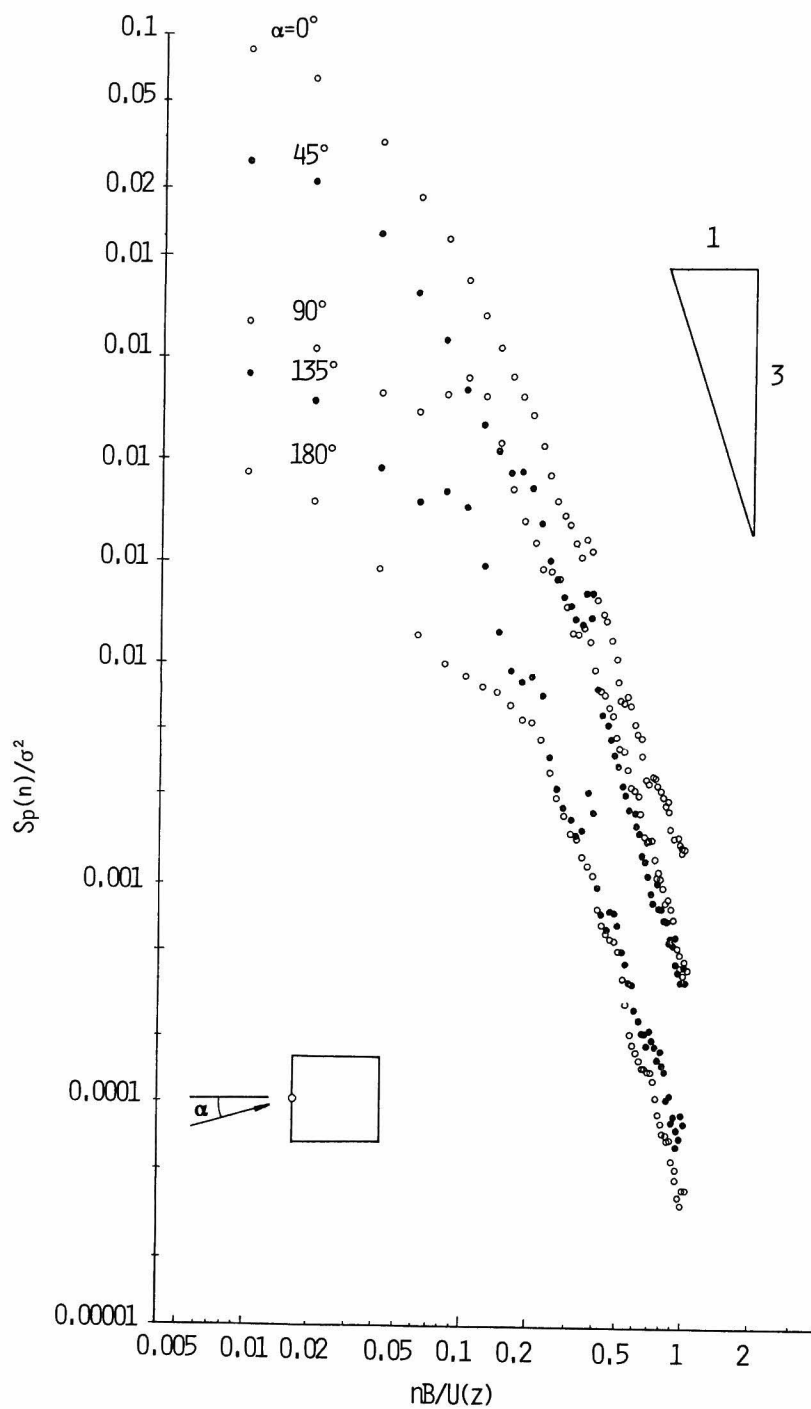


図 4.4.16 中央点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度, $H/B = 4$

ここに $S_p(z, n)$, $S_u(z, n)$, $S_v(z, n)$ は、それぞれ高さ z における圧力変動、主流方向及び水平方向の流速変動のパワースペクトル密度を表わしている。

4.3 節によれば、流速変動のパワースペクトル密度、 $S_u(z, n)$ 及び $S_v(z, n)$ はそれぞれ乱れのスケール $L_X(z)$, $L_Y(z)$ を基準長さとして (4.3.14) 及び (4.3.16) 式で表わすことができる。即ち、一般的には

$$\frac{S_u(z, n) \cdot \bar{U}(z)}{L_X(z) \cdot \sigma_u(z)^2} = f_1\left(\frac{n L_X(z)}{\bar{U}(z)}\right) \quad (4.3.21)$$

$$\frac{S_v(z, n) \cdot \bar{U}(z)}{L_Y(z) \cdot \sigma_v(z)^2} = f_2\left(\frac{n L_Y(z)}{\bar{U}(z)}\right) \quad (4.3.22)$$

となる。

したがって、圧力変動のパワースペクトル密度は、

$$\frac{S_p(z, n)}{\rho^2 \cdot L_X(z) \cdot \bar{U}(z) \cdot \sigma_u^2} = {}_1C_{p.m.}(\alpha)^2 \cdot f_1\left(\frac{n L_X(z)}{\bar{U}(z)}\right) + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial {}_1C_{p.m.}(\alpha)}{\partial \alpha} \right)^2 \cdot \frac{L_Y(z)}{L_X(z)} \cdot \frac{\sigma_v(z)^2}{\sigma_u(z)^2} \cdot f_2\left(\frac{n L_Y(z)}{\bar{U}(z)}\right) \quad (4.4.23)$$

となる。

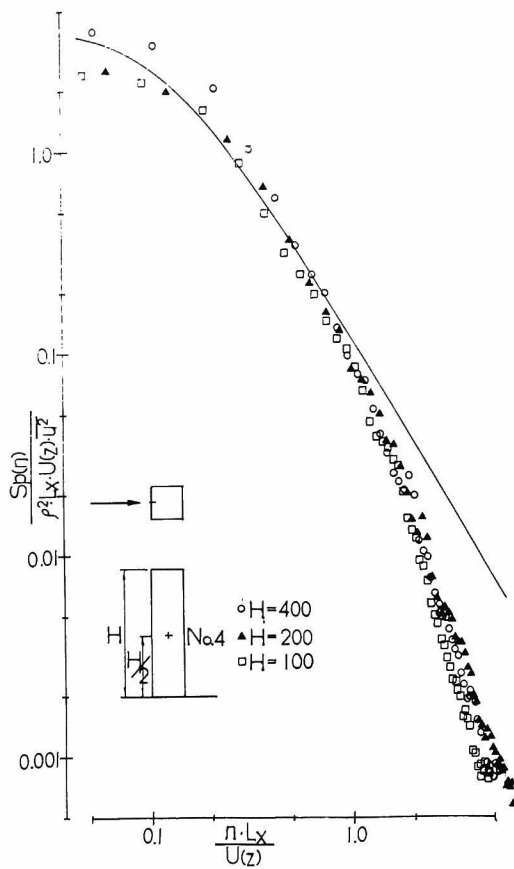
迎角 0° の場合には、 ${}_1C_{p.m.} = 1$, $\partial {}_1C_{p.m.} / \partial \alpha = 0$ であるから、

$$\frac{S_p(z, n)}{\rho^2 \cdot L_X(z) \cdot \bar{U}(z) \cdot \sigma_u^2} = f_1\left(\frac{n L_X(z)}{\bar{U}(z)}\right) \quad (4.4.24)$$

となり、圧力変動のパワースペクトル密度を上式の左辺のように規準化すれば、主流方向の流速変動のパワースペクトル密度と等しい。

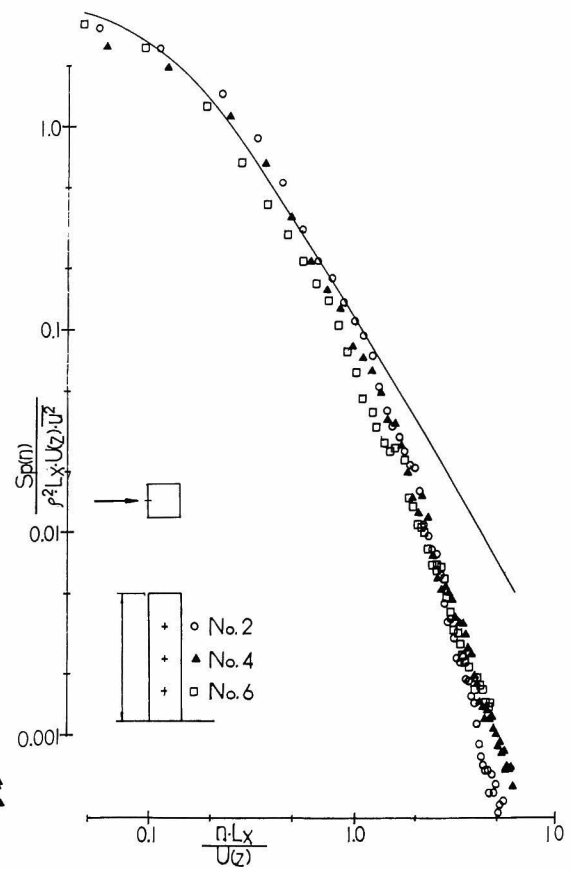
図 4.4.17 は、迎角 0° の場合の風上面中央点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度を (4.4.24) 式にしたがって、無次元パワースペクトル $S_p(z, n) / \rho^2 \cdot L_X(z) \cdot \bar{U}(z) \cdot \sigma_u^2$ を縦軸に、無次元周波数 $n L_X(z) / \bar{U}(z)$ を横軸にとって示したものである。図 4.4.17 の実線は、主流方向の流速変動のパワースペクトル密度 (4.3.14) 式を示している。低周波数領域においては、アスペクト比の減少とともにパワースペクトル密度は若干減少するが、高周波数領域においてはパワースペクトル密度は、アスペクト比によってほとんど影響をうけない。また流速変動のパワースペクトル密度と比較した場合、低周波数領域においてはパワースペクトル密度はほぼ一致しているが、高周波数領域でのパワースペクトル密度は、圧力変動の方がかなり小さい。これは、流速変動の場合、高周波数領域ではパワースペクトル密度は周波数の $-5/3$ 乗に比例して減少するのに対して、圧力変動の場合、周波数の -3 乗に比例して減少するからである。圧力変動のパワースペクトルに関するこれらの特徴は、第 1 章及び第 3 章で述べた格子乱流中の結果とよく一致している。

図 4.4.18 は、迎角 0° の場合のアスペクト比 4 の角柱の風上面の中央線に作用する圧力変動の



POWER SPECTRUM $\alpha=0^\circ$

図 4.4.17 風上面中央点の圧力変動の
ワースペクトル密度, $\alpha=0^\circ$,
実線は (4.4.24) 式

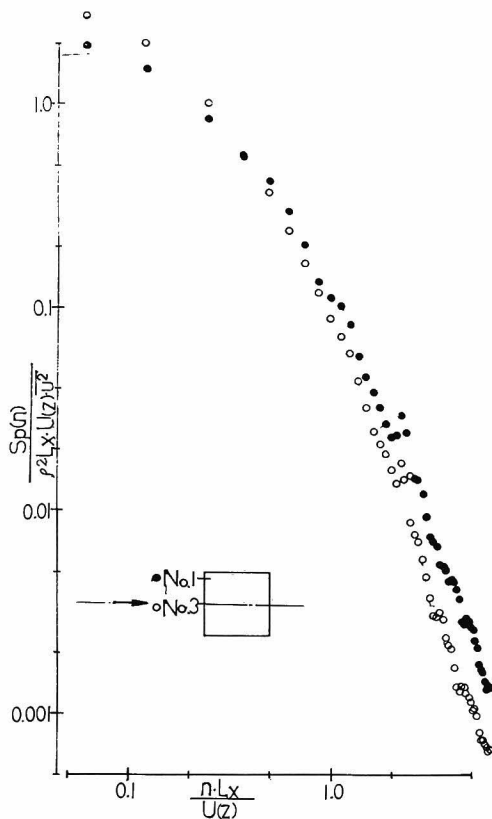


POWER SPECTRUM $5 \times 5 \times 20$ $\alpha=0^\circ$

図 4.4.18 風上面の圧力変動のワースペ
クトル密度, $\alpha=0^\circ$,
実線は (4.4.24) 式

ワースペクトル密度を調べたものである。(4.4.24)式に基づいてプロットした場合、ワースペクトル密度はほとんど変化せず、圧力変動のワースペクトル密度の評価に関しても、ストリップ理論が十分有効であることがわかる。

図 4.4.19 は、迎角 0° の場合のアスペクト比 4 の角柱の中央点と端部付近の点のワースペクトル密度を示したものである。第 1 章で述べた 2 次元角柱の場合と同様、端部へ向かう程、高周波数領域でのワースペクトル密度の減少勾配が小さくなる傾向が認められる。しかし 2 次元角柱の場合、低周波数領域においては、ほとんどワースペクトル密度の値が変化しなかったのに対して、境界層流の場合には、端部へ向かう程、変動のパワーが減少する。これは、境界層流の方が、格子乱流よりも乱れのスケールが大きいことに原因があるのではないと思われる。ちなみに、 $n \rightarrow 0$ の場合における (4.4.20) 式による準静的理論値は図 4.4.19 の実線に示したとお



POWER SPECTRUM $5 \times 5 \times 20 \quad \alpha = 0^\circ$

図 4.4.19 風上面の圧力変動のポワースペクトル密度, $H/B=2, z=H/2$

りであり、実験結果とよく一致している。

次に、側面に作用する圧力変動のポワースペクトル密度について述べる。2次元角柱の場合、側面の圧力変動のポワースペクトル密度には、後流中に発生する交番渦による鋭いスペクトルピークが $nB/\bar{U}_\infty = 0.12$ 付近に存在した。境界層流においても、前述したように迎角 90° においては、やはり後流中の交番渦が原因と考えられるスペクトルピークが存在する。図 4.4.20 は、迎角 90° の場合の側面の中央点に作用する圧力変動のポワースペクトル密度を示したものである。この図の表示方法は、第 1 章及び第 3 章にならって、縦軸に $nS_p(z, n)/\bar{p}_s^2$ 、横軸に $nB/\bar{U}(z)$ をとっている。図 4.4.20 中の点線は、2次元角柱の場合を示している。アスペクト比が大きくなるにつれて、 $nB/\bar{U}(z) = 0.12$ 付近のスペクトルピークの鋭さがしだいに大きくなり、後流中の周期的交番渦が強まっていることがわかる。特にアスペクト比 8 の場合には、2次元角柱の場合とほとんど変わらないスペクトルピークが認められる。

図 4.4.21, 4.4.22 は、迎角 90° の場合の側面の圧力変動のポワースペクトル密度の鉛直方向の変化を示したものである。格子乱流中にある 3次元角柱の場合、第 3 章で述べたように、角柱の下部へ向かうにつれて流れの 2次元性が強まるために、スペクトルピークが鋭くなる傾向が認められた。しかし境界層流の場合には、図 4.4.21 に示したアスペクト比 8 の 3次元角柱にみられるように、格子乱流とは逆に、角柱の下部へ向かう程 スペクトルピークが緩やかになる。これは、角柱の下部へ向かうにつれて、乱れ強さ及び流速勾配が増加し、交番渦の発生を抑制するようになることが原因であると思われる。また図 4.4.22 のアスペクト比 4 の角柱の場合には、ポワースペクトル密度は鉛直方向にほとんど変化しない。

図 4.4.23 は、迎角 90° の場合の側面の圧力変動のポワースペクトル密度が、測点の位置によって、どのように変化するかを調べたものである。後流の交番渦に伴う $nB/\bar{U}(z) = 0.12$ 付近の

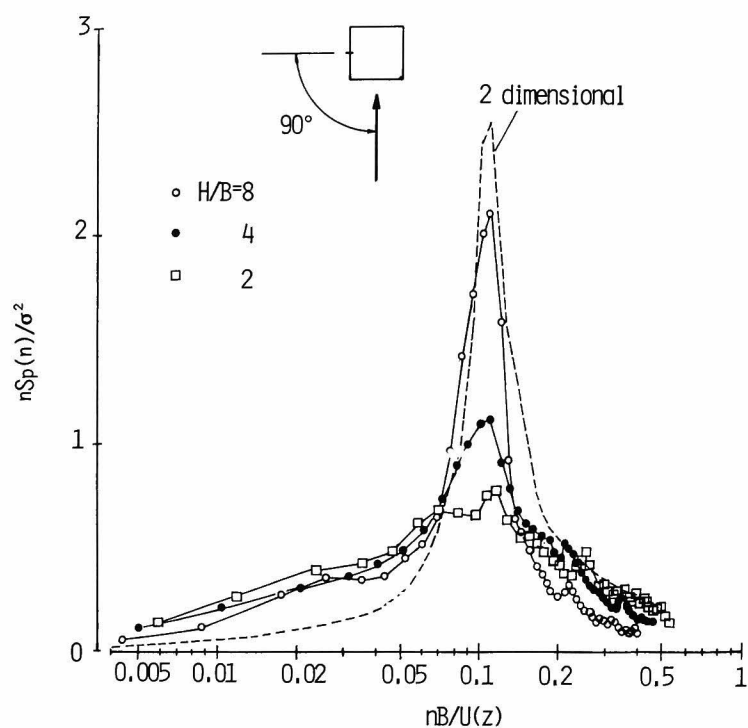


図 4. 4. 2 0 側面中央点の圧力変動のパワースペクトル密度， $\alpha = 90^\circ$ ，点線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱 ($B/L_x = 0.74$ ， $I_u = 0.145$)

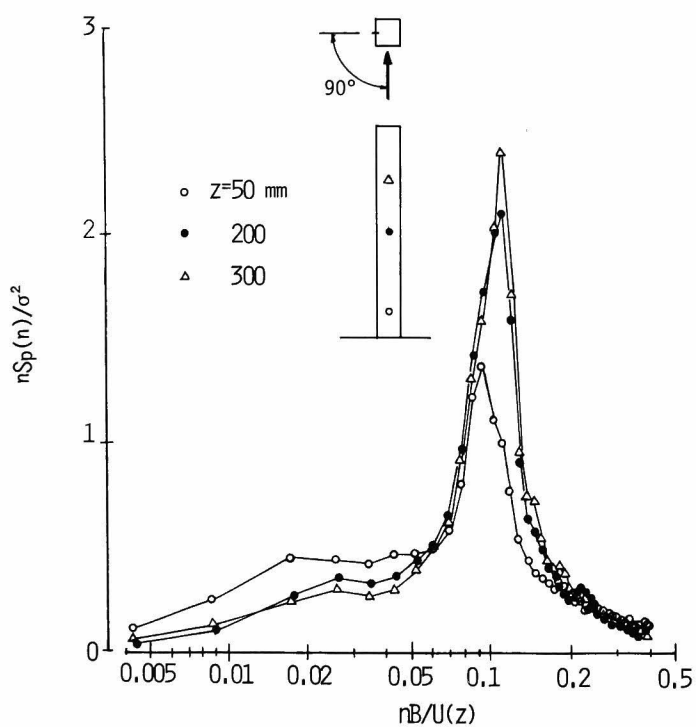


図 4. 4. 2 1 側面の圧力変動のパワースペクトル密度， $H/B = 8$ ， $\alpha = 90^\circ$

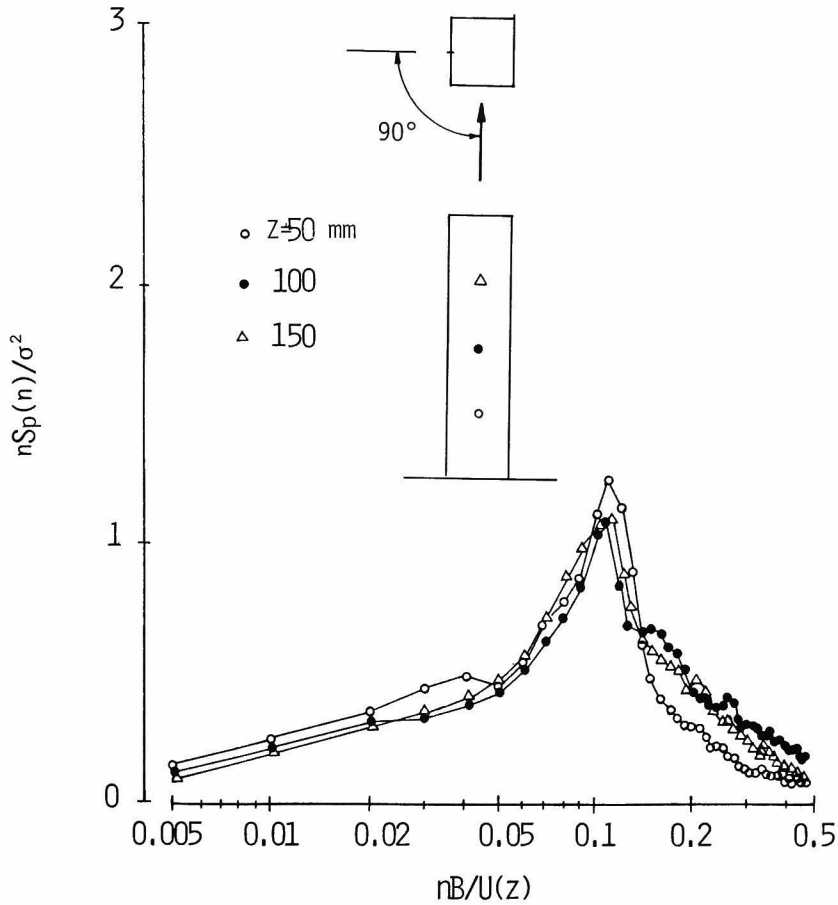


図 4.4.2.2 側面の圧力変動のパワースペクトル密度, $H/B = 4$, $\alpha = 90^\circ$

圧力変動のパワーは、測点の位置によってあまり変化しないが、高周波数領域での変動のパワーは、側面の風下端へ向かうにつれて大きくなる。このような高周波数領域の変動のパワーの測点の位置による変化の傾向は、2次元角柱の場合と同様である。

第1章で示したように、2次元角柱の側面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度は、高周波数領域では乱れのスケールとは無関係に、角柱の巾のみを基準とした関数として表わすことができる。即ち、

$$\frac{S_p(n)}{\rho^2 \cdot \bar{U}_\infty^3 \cdot B} = f_3\left(\frac{nB}{\bar{U}_\infty}\right) \quad (4.4.2.5)$$

となる。

また、 $nB/U = 0.12$ 付近における圧力変動のパワースペクトル密度は(4.4.2.6)式のように表わすことができる。

$$\frac{S_p(n)}{\rho^2 \cdot \bar{U}_\infty^3 \cdot L_x} = f_4\left(\frac{nB}{\bar{U}_\infty}\right) \quad (4.4.2.6)$$

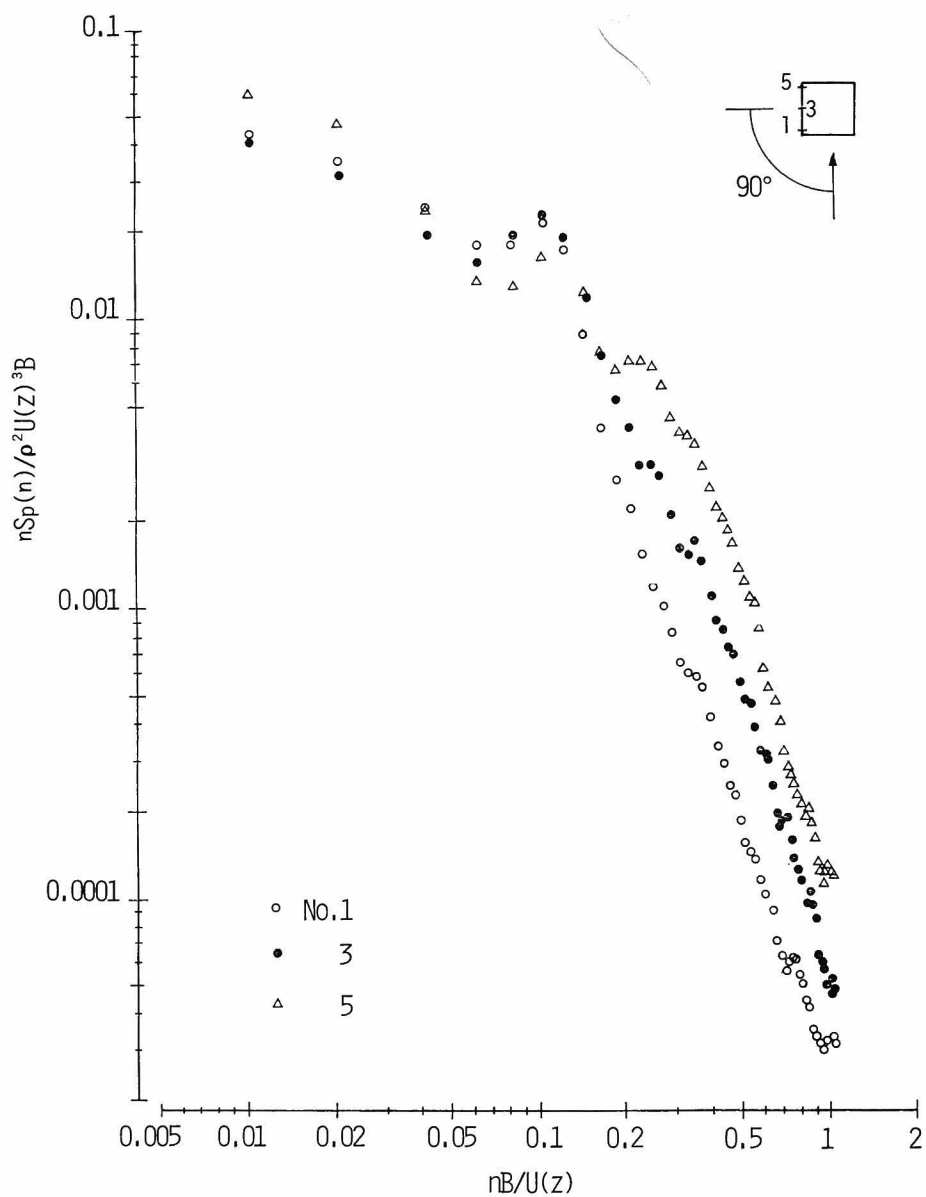


図 4.4.2 3 側面の圧力変動のパワースペクトル密度, $H/B=4$, $z=H/2$

境界層流においても、このような考え方が適用できるかどうかを確かめるため、迎角 90° の場合の側面中央点のパワースペクトル密度を (4.4.2 5), (4.4.2 6) 式にしたがってプロットし、2次元角柱の場合と比較したのが、図 4.4.2 4, 4.4.2 5 である。ただし、境界層流の場合には、スト

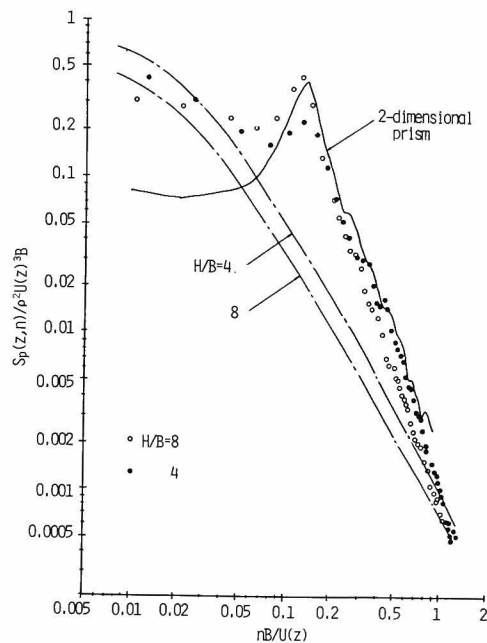


図 4.4.24 側面中央点の圧力変動のワースペクトル密度, 一点鎖線は(4.4.24)式
実線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱の場合 ($B/l_x=0.74, I_u=0.145$)

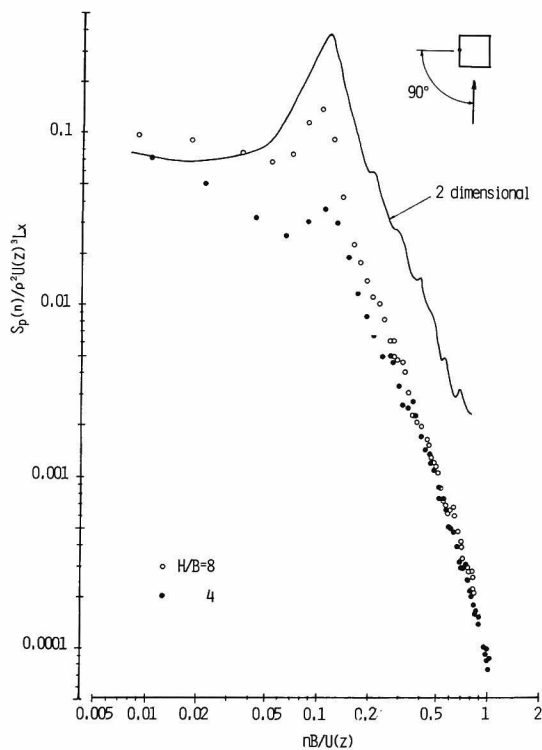


図 4.4.25 側面中央点の圧力変動のワースペクトル密度, 実線は格子 1 の
乱流中の 2 次元角柱の場合, ($B/l_x=0.74, I_u=0.145$)

リップ理論にしたがい、(4.4.25)、(4.4.26)式中の \bar{U}_∞ のかわりに、高さ z での平均流速 $\bar{U}(z)$ を用いた。

(4.4.25)式にしたがってパワースペクトル密度を表わした場合、高周波数領域においては、境界層流と2次元角柱の場合がほぼ一致することが図4.4.24よりわかる。したがって、高周波数領域に関しては、境界層流の場合でも(4.4.25)式によって、十分圧力変動のパワースペクトル密度を表わすことができる。しかも(4.4.25)式の関数 $f_3\left(\frac{nB}{U}\right)$ が、流れの性状によらず普遍的関数となる可能性がある。

しかし、(4.4.26)式にしたがってパワースペクトル密度を表わした場合、 $nB/U=0.12$ 付近のスペクトルピークは、2次元角柱の場合よりかなり小さく、(4.4.26)式の $f_4\left(\frac{nB}{U}\right)$ は普遍的関数とはならない。これは流速勾配や流れの3次元性の影響により、後流の交番渦の発生が抑えられることが原因であると考えられる。

迎角が 90° より小さい場合には、 $nB/\bar{U}(z)=0.12$ 付近の圧力変動のパワーは著じるしく弱くなる。図4.4.26は、迎角 70° のアスペクト比4の角柱の側面に作用する圧力変動のパワースペク

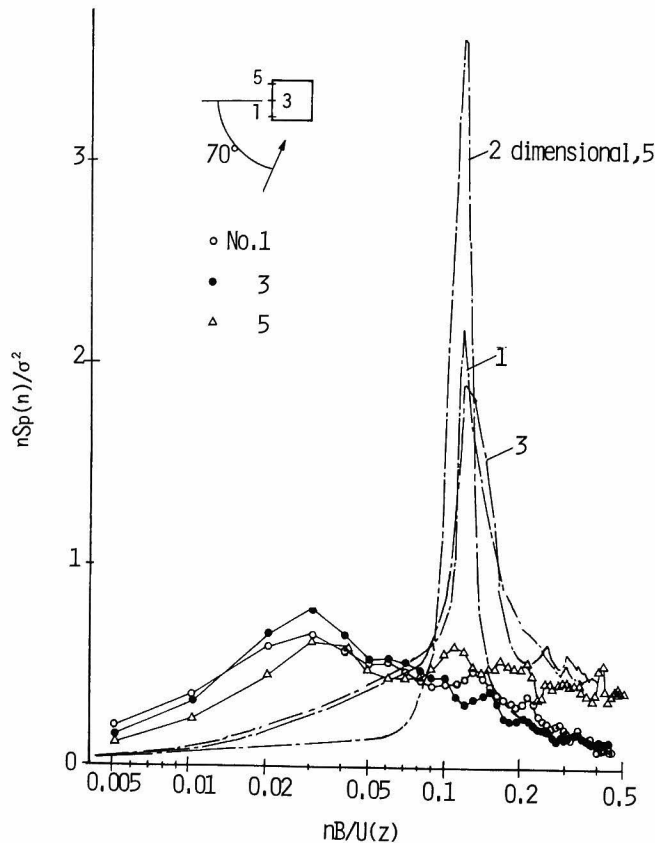


図4.4.26 側面の圧力変動のパワースペクトル密度， $H/B=4$ ， $z=H/2$ ，一点鎖線は格子1の乱流中にある2次元角柱($B/L_x=0.74$ ， $I_u=0.145$)

トル密度を示したものである。点線で示した2次元角柱の場合には、 $nB/\bar{U}_\infty=0.12$ 付近に、迎角 90° の場合よりも鋭いスペクトルピークが認められるが、境界層流の場合には、 $nB/\bar{U}(z)=0.12$ 付近のピークはあまり明瞭ではなく、圧力変動のエネルギーは、より広範な周波数帯域に分布している。

また図4.4.2 7は、迎角 70° の場合の側面の圧力変動と角柱風上の主流方向の流速変動とのコヒーレンスの平方根を示したものである。図4.4.2 7中の点線及び一点鎖線は、それぞれ格子乱流中の2次元角柱及びアスペクト比4の3次元角柱の場合を示している。図4.4.2 7からわかるように、境界層流の場合でも、格子乱流の場合と同様、側面の風上側の方が風下側よりも流速変動との相関が大きい。したがって、圧力変動の要因は境界層流と格子乱流で大差はなく、側面の風上側では、風上から近づいてくる乱れの影響を強くうけると考えられる。

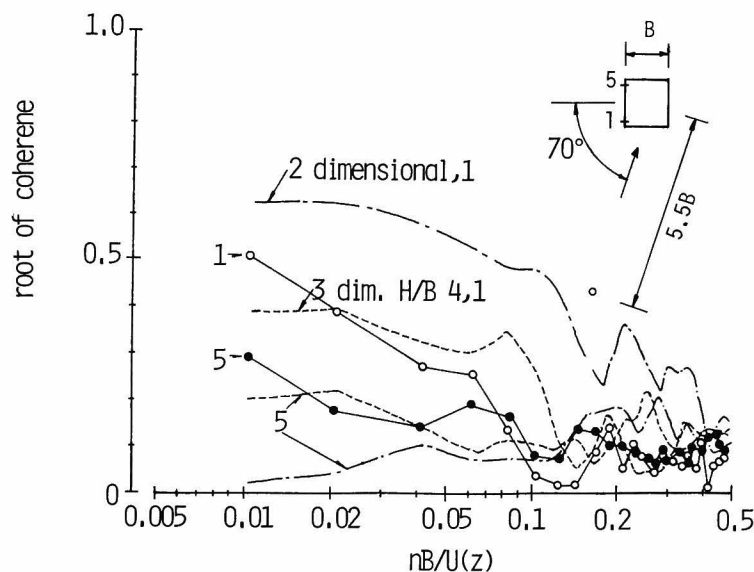
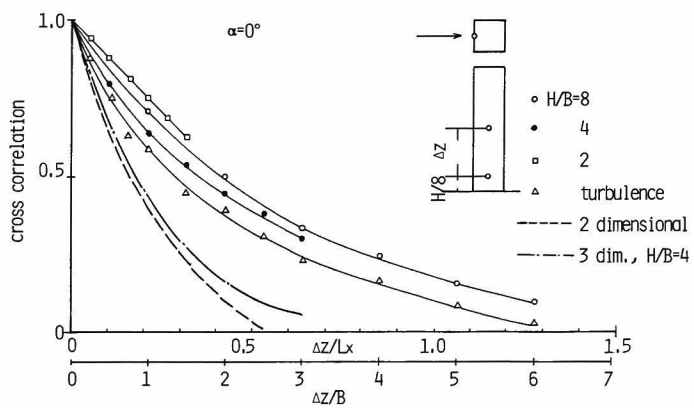


図4.4.2 7 側面の圧力変動と風上の流速変動とのコヒーレンスの平方根， $H/B=4$ ， $z=H/2$ ，一点鎖線は格子1の乱流中の2次元角柱($B/L_x=0.74$ ， $L_u=0.145$)

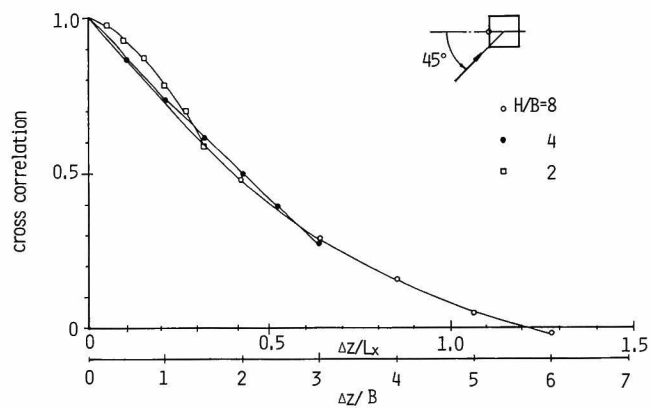
4.4.4. 圧力変動の相互相関

鉛直方向の相互相関係数

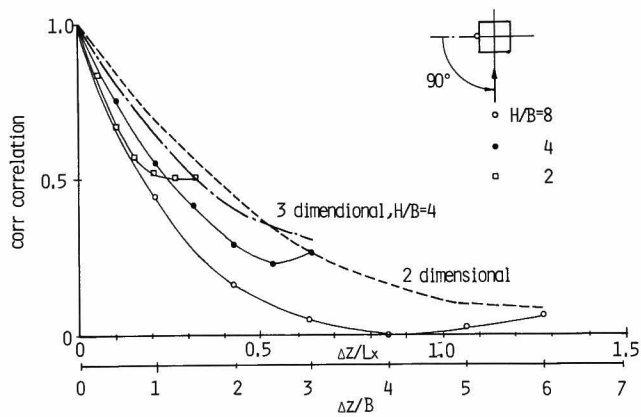
図4.4.2 8は、角柱の面の中央線に作用する圧力変動の鉛直方向の相互相関係数が、アスペクト比及び迎角によって、どのように変化するかを調べたものである。後に述べるように、圧力変動の相互相関係数は、基準となる点の位置によって変化する。図4.4.2 8では、第3章で述べた格子乱流中にある3次元角柱の鉛直方向の相互相関係数と同様、 $z=\frac{1}{8}H$ の点を基準点としてい



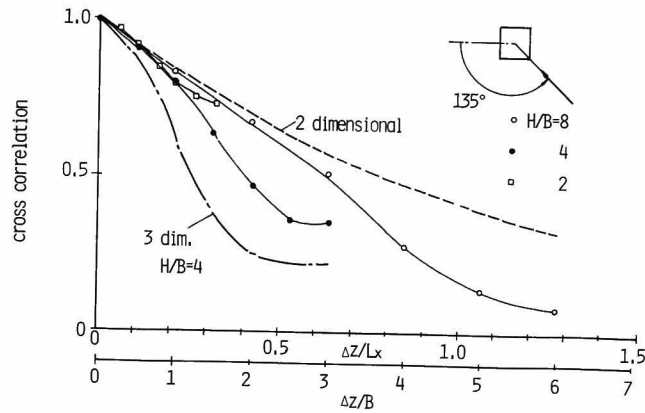
a) $\alpha = 0^\circ$



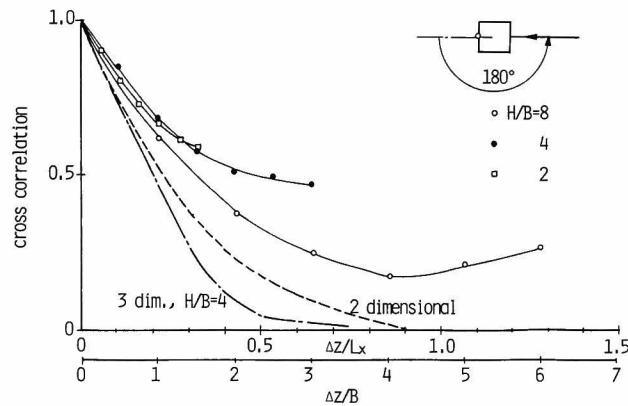
b) $\alpha = 45^\circ$



c) $\alpha = 90^\circ$



d) $\alpha = 135^\circ$



e) $\alpha = 180^\circ$

図 4.4.28 圧力変動の鉛直方向の相互相関係数， Δ 一般流の主流方向の流速変動の鉛直方向の相互相関係数，点線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱，一点鎖線は格子 1 の乱流中の $H/B=4$ の角柱，($B/L_x=0.74$, $I_u=0.145$)

る。図 4.4.28 の迎角 0° に示してある三角印は，主流方向の流速変動の相互相関係数を示している。また点線及び一点鎖線は，それぞれ，格子乱流中にある 2 次元角柱及びアスペクト比 4 の 3 次元角柱に作用する圧力変動の相互相関係数である。

迎角 0° における鉛直方向の相互相関係数は，境界層流の場合の方が格子乱流の場合よりもかなり大きい。これは 3 節で示したように，乱れのスケールが境界層流の方が，格子乱流の場合よりもかなり大きいことが原因である。圧力変動の相互相関係数は，境界層流の場合でも流速変動の相互相関係数よりも大きい。また，迎角 0° の場合，圧力変動の相互相関係数はアスペクト比の影響を若干うけるが，迎角 45° の場合にはアスペクト比の影響はきわめて小さい。

迎角 90° では、迎角 0° とは逆に、境界層流の場合の方が格子乱流の場合よりも、相互相関係数は小さくなる。また、相互相関係数は若干アスペクト比の影響をうける。

迎角 135° では、境界層流の場合、2次元角柱の場合より相互相関係数は小さくなるが、格子乱流中の3次元角柱の場合よりも相互相関係数はかなり大きい。これは、前項で述べたように、格子乱流中の3次元角柱では、迎角 135° で後流に交番渦が発生しないのに対して、境界層流の場合後流に交番渦が発生し、それによって相互相関係数が増大することが原因であると考えられる。

迎角 180° の場合は、迎角 0° の場合と同様、境界層流の場合の方が格子乱流の場合より相互相関係数は大きい。

図 4.4.28 の圧力変動の相互相関係数から、圧力変動の鉛直方向のスケールを計算し図 4.4.29 に示した。格子乱流の場合、圧力変動のスケールは、迎角 0° から 60° までは迎角の増大とともに大きくなるが、境界層流の場合、迎角 90° 付近までは迎角が増大するとともに、圧力変動のスケールは減少する。迎角 90° から迎角 180° までは、2次元角柱の場合と同様、圧力変動のスケールは迎角の増大とともに大きくなり、迎角 135° で最大となった後、迎角の増大とともに

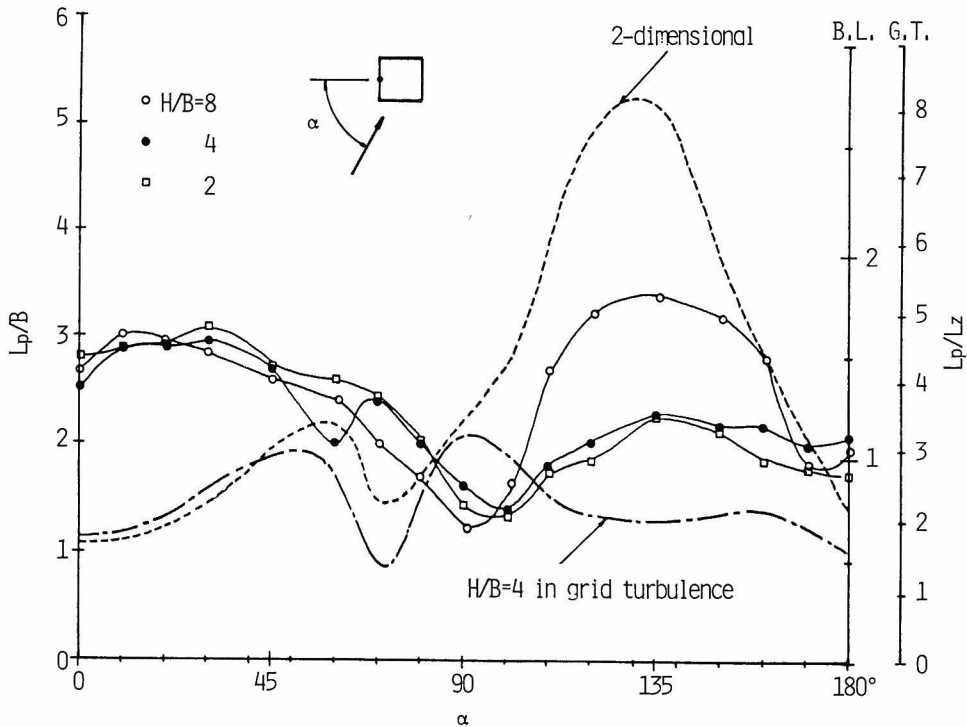
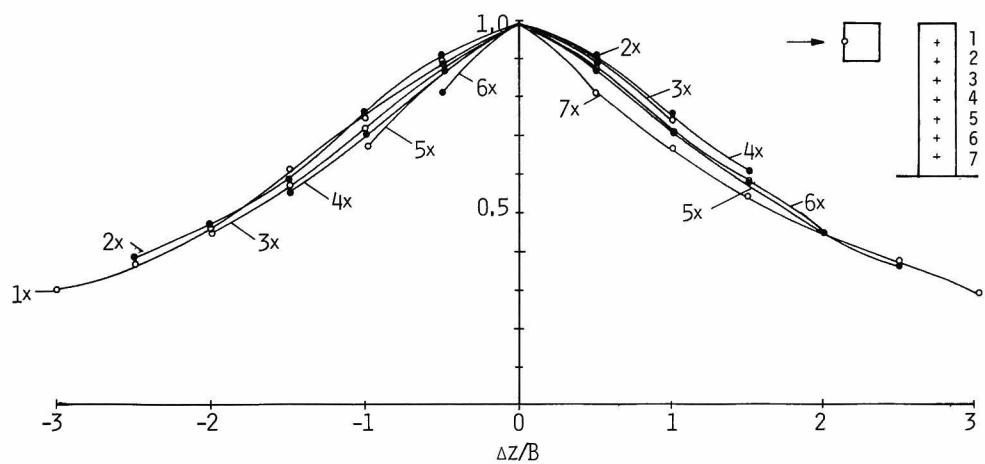


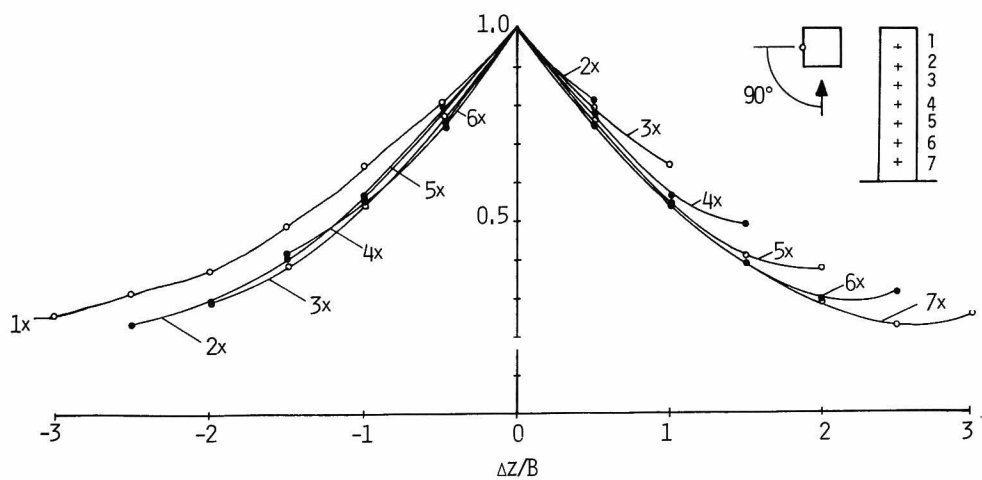
図 4.4.29 鉛直方向の圧力変動のスケールと迎角の関係，点線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱，一点鎖線は格子 1 の乱流中の 3 次元角柱 ($B/L_x = 0.74, I_u = 0.145$)

減少する。

図 4.4.3 0 は、相互相関係数を計算する場合の基準点位置を変化させた場合に、圧力変動の相互相関係数がどのように変化するかを調べたものである。第 3 章で述べたように、格子乱流中にある 3 次元角柱の場合、角柱の下部へ向かうにしたがって流れの 2 次元性が強まるため、相互



a) $\alpha = 0^\circ$



b) $\alpha = 90^\circ$

図 4.4.3 0 基準点位置と鉛直方向の相互相関係数, $H/B = 4$

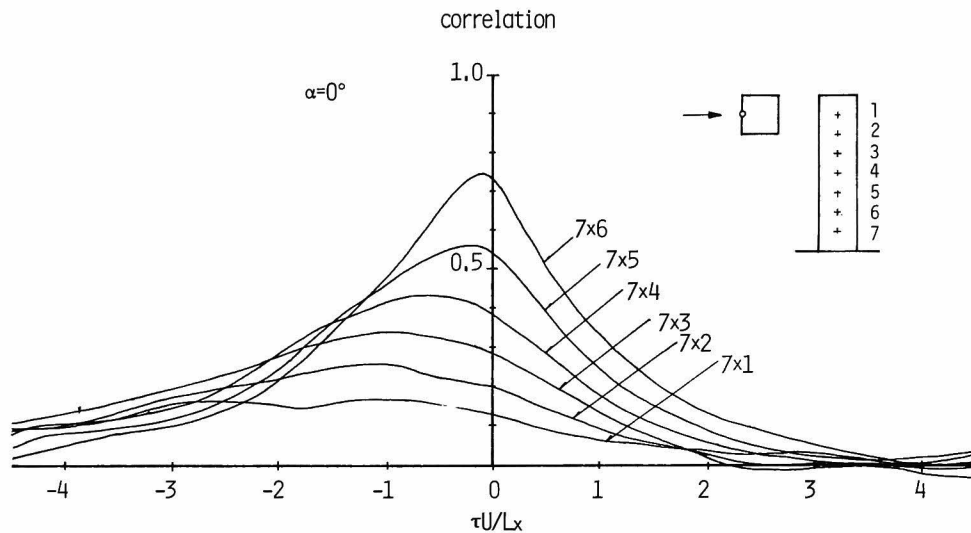


図 4. 4. 3 1 圧力変動の鉛直方向の時空間相関係数， $H/B=4$ ， $\alpha=0^\circ$

相関係数は基準点が角柱の下部へ向かう程大きくなる。しかし境界層流の場合は，図 4. 4. 3 0 に示したように，逆に基準点が角柱の上部へ向かう程，相互相関係数が大きくなるという傾向が認められる。これは，4. 3 節で述べたように，乱れのスケールが上方へ向かう程大きくなることが原因であると考えられる。

4. 3 節において，主流方向の流速変動には鉛直方向に位相差が存在し，乱れの軸が主流に対して相当傾いていることが観察された。角柱の風上面の圧力変動の主要因が，風上から近づいてくる乱れにあり，またその評価に対してストリップ理論が適用できることから，角柱の風上面の圧力変動にも，流速変動同様鉛直方向に位相差が生じるはずである。図 4. 4. 3 1 は，迎角 0° の場合のアスペクト比 8 の角柱の風上面の圧力変動の時空間相関係数を調べたものである。図 4. 4. 3 1 における圧力変動の基準点は，流速変動の場合と同様， $z = 50 \text{ mm}$ の点である。図 4. 4. 3 1 に示されている様に，圧力変動の場合も流速変動の場合と同様，測点間の距離の増大とともに，時空間相関係数のピークの進みが大きくなり，圧力変動に鉛直方向の位相差が生じることがわかる。しかし，4. 3 節の図 4. 3. 1 6 と比較した場合，圧力変動の場合のピークの進みは，流速変動の場合の $\frac{1}{2} \sim \frac{1}{3}$ 程度であり，圧力変動の方が流速変動の場合より，鉛直方向の位相差はかなり小さい。したがって，ストリップ理論によって，風上面の鉛直方向の圧力変動のスケールや位相のずれを評価する場合には，若干の補正が必要であるといえる。

一方，平均圧力分布の評価の際，ストリップ理論の適用が難かしかった迎角 90° の場合にも，図 4. 4. 3 2 に示したように，圧力変動には鉛直方向に位相差が認められる。したがって，迎角 90° の場合でも，圧力の性状はかなり圧力変動の作用する高さでの乱れの特性に支配されているといえる。

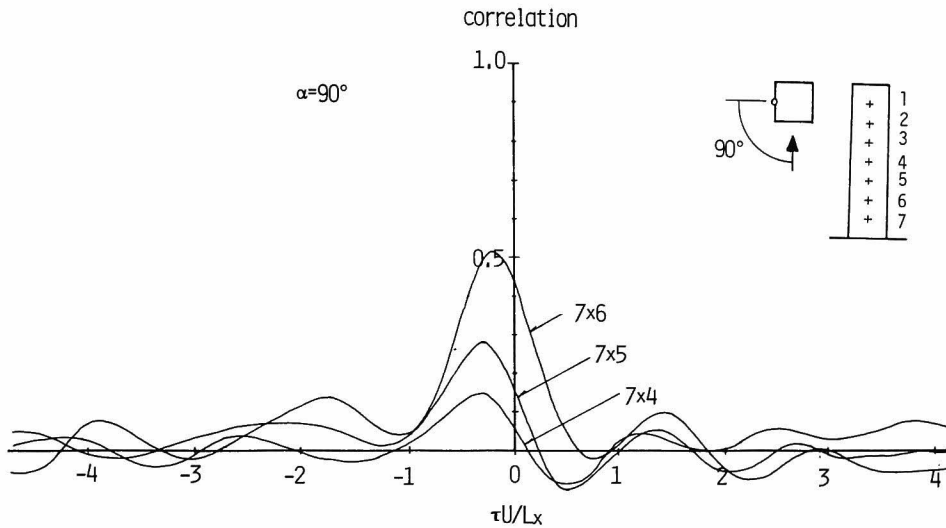


図 4.4.32 圧力変動の鉛直方向の時空間相関係数， $H/B=4$ ， $\alpha=90^\circ$

図 4.4.33，4.4.34 は、迎角 0° の場合の圧力変動の鉛直方向のコ・コヒーレンスを示したものである。この場合の基準点は $z = 50 \text{ mm}$ の点である。流速変動と同様，圧力変動の場合も，コ・コヒーレンスはほぼ測点間の距離を基準とした無次元周波数 $n \Delta z / \bar{U}(z)$ の指数 (4.3.12) 式で表わすことができる。ただし，圧力変動のスケールを決定する係数 c は，流速変動の場合の約 $2/3$ の 6 となる。即ち，迎角 0° の場合の風上面の圧力変動のコ・コヒーレンスは，

$$\text{Co}_{pv} \left(\frac{n \Delta z}{\bar{U}(z)} \right) = e^{-6 \frac{n \Delta z}{\bar{U}(z)}} \quad (4.4.27)$$

で表わされる。ここに $\text{Co}_{pv} \left(\frac{n \Delta z}{\bar{U}(z)} \right)$ は圧力変動の鉛直方向コ・コヒーレンスである。

一方，迎角 90° の側面の場合，図 4.4.35 に示したように圧力変動のコヒーレンスは，周波数 n の指数関数とはならない。この原因は，前節で示したように側面の圧力変動は後流に発生する交番渦の影響を受けて， $nB/\bar{U}(z)=0.12$ 付近の変動の鉛直方向の相関が大きくなるからである。このような圧力変動のコヒーレンスを表わす方法として，(4.3.12) 式の係数 c を無次元周波数の関数で表示することが考えられる。即ち，

$$\sqrt{\text{Coh}_{pv} \left(\frac{nB}{\bar{U}(z)}, \frac{n \Delta z}{\bar{U}(z)} \right)} = e^{-c \left(\frac{nB}{\bar{U}(z)} \right) \cdot \frac{n \Delta z}{\bar{U}(z)}} \quad (4.4.28)$$

である。ここに $\text{Coh}_{pv} \left(\frac{nB}{\bar{U}(z)}, \frac{n \Delta z}{\bar{U}(z)} \right)$ は圧力変動の鉛直方向のコヒーレンスである。

(4.4.28) 式より，係数 c と周波数の関係を求めると

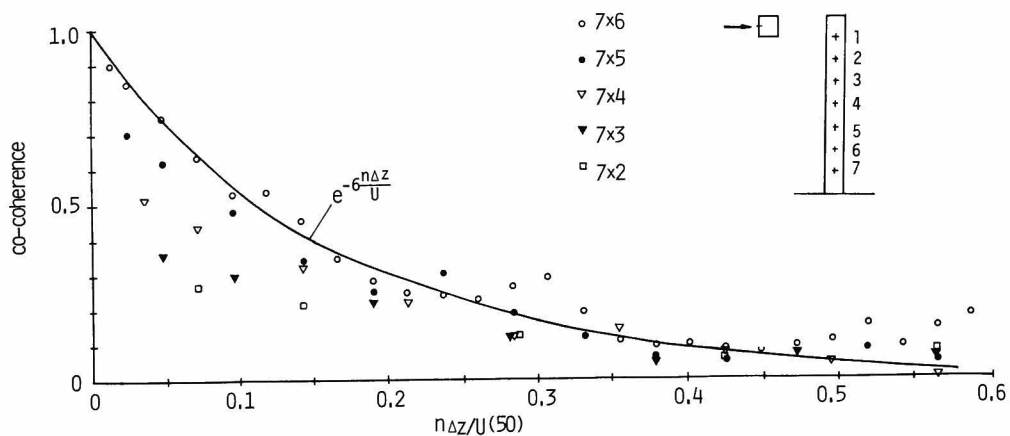


図 4.4.3.3 圧力変動の鉛直方向のコ・コヒーレンス， $H/B=8$ ， $z=50mm$ 基準

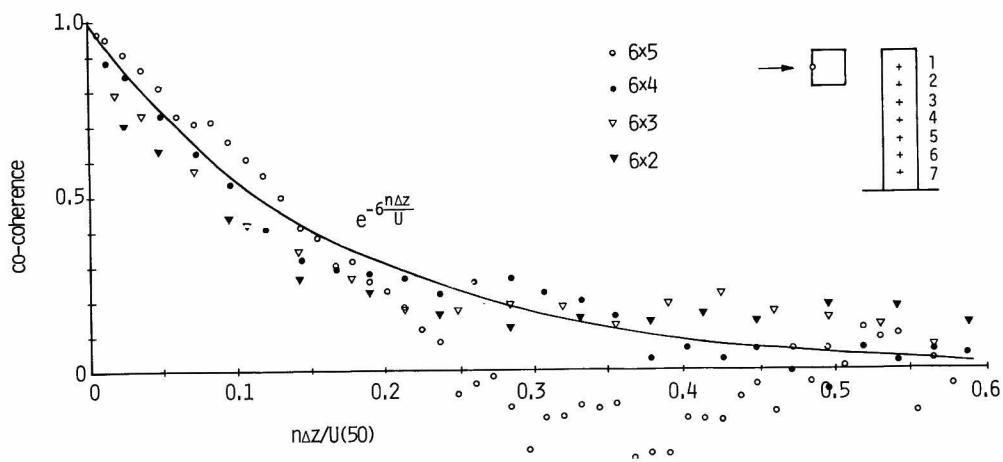


図 4.4.3.4 圧力変動の鉛直方向のコ・コヒーレンス， $H/B=4$ ， $z=50mm$ 基準

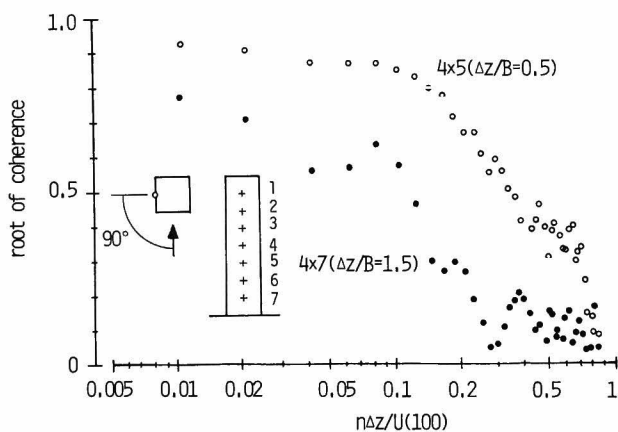


図 4.4.3.5 側面の圧力変動の鉛直方向のコヒーレンスの平方根， $H/B=4$ ， $\alpha=90^\circ$

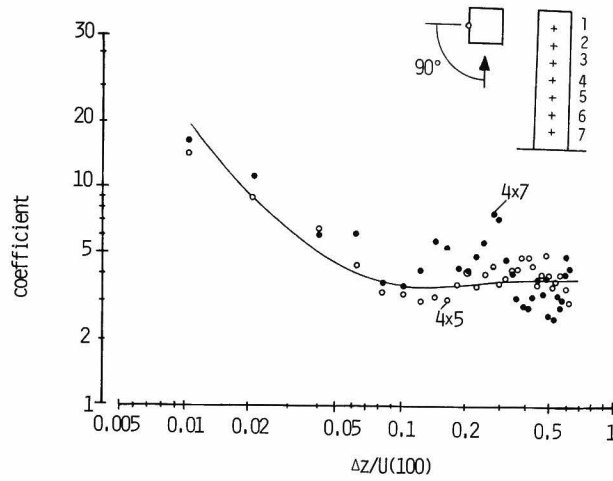


図 4.4.3.6 コヒーレンスを表わす係数と nB/\bar{U} の関係, $H/B=4$, $\alpha=90^\circ$

$$c\left(\frac{nB}{\bar{U}(z)}\right) = \frac{\bar{U}(z) \ell_n \text{Coh}_{pv}}{2 n \Delta z} \quad (4.4.27)$$

となる。

図 4.4.3.6 は, c と $nB/\bar{U}(z)$ の関係を調べたものである。データにかなりのバラツキが認められるが, 大概次のような傾向を持つ。即ち, 低周波数域においては c はかなり大きく, 周波数の増大に伴って減少し, $nB/\bar{U}(z)=0.12$ 付近で最小となり, その後は周波数の増大に伴って一定値に近づく。このような傾向を持つ $nB/\bar{U}(z)$ の関数形としては (4.4.28) 式が考えられる。

$$c\left(\frac{nB}{\bar{U}(z)}\right) = c_0 \sqrt{\frac{c_1}{\left(\frac{nB}{\bar{U}(z)}\right)^2} - \frac{c_2}{\left(\frac{nB}{\bar{U}(z)}\right)} + 1} \quad (4.4.28)$$

ここに c_0, c_1, c_2 は, 関数形の形を定める係数であり, $nB/\bar{U}(z)=0.12$ で c が最小値をとるという条件より,

$$c_1 = 0.06 c_2 \quad (4.4.29)$$

となる。

図 4.4.3.6 の実線は, $c_0=4$, $c_1=0.0028$, $c_2=0.0467$ の場合の (4.4.28) 式により計算される係数 c を示したものであるが, 大概な傾向はほぼ捉えられることがわかる。

なお, c が (4.4.28) 式で表わされる場合, コヒーレンスの平方根は (4.4.30) 式で表現することができる。

$$\sqrt{\text{Coh}_{pv}\left(\frac{nB}{\bar{U}(z)}, \frac{n\Delta z}{\bar{U}(z)}\right)} = e^{-c_0 \cdot \frac{n^* \Delta z}{\bar{U}(z)}} \quad (4.4.30)$$

$$n^* = \sqrt{n^2 - c_2 \frac{\bar{U}(z)}{B} n + c_1 \left(\frac{\bar{U}(z)}{B}\right)^2} \quad (4.4.31)$$

即ち、(4.3.12)式の n の替わりに n^* を用いれば良い。

水平方向の相互相関

図4.4.37は、迎角 $0^\circ, 20^\circ, 45^\circ$ の場合における風上面の $z=H/2$ での水平方向の相互相関係数を示したものである。迎角 0° の場合、アスペクト比が増大するにつれて、水平方向の相互相関係数が増大する。この原因は、図4.4.37中に点線で示したように、流速変動の水平方向の相互相関係数が、 z とともに増大することにあると考えられる。即ち迎角 0° の場合には、圧力変動の水平方向のスケールは、その位置での流速変動のスケールに左右される。いいかえれば、圧力変動のスケールを評価する場合にもストリップ理論の適用が可能である。ただし、2次元角柱の場合と同様、圧力変動のスケールは流速変動のスケールよりかなり大きい。しかし、迎角が増大するにつれて、相互相関係数のアスペクト比による差は小さくなり、圧力変動のスケール評価への

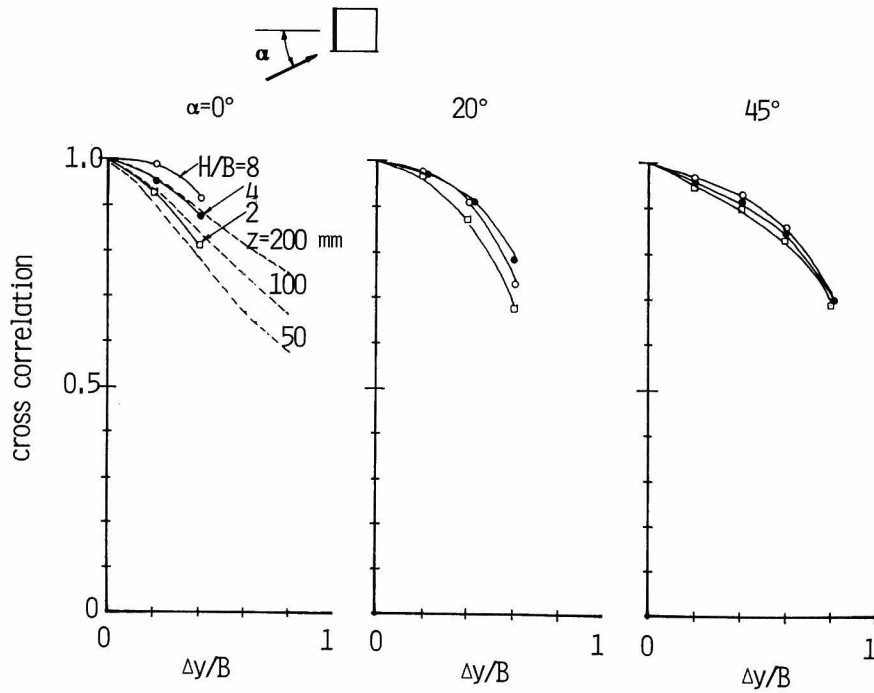


図4.4.37 水平方向の相互相関係数， $z=H/2$ ，基準点は風上側端点， $\square H/B=2$ ， $\bullet H/B=4$ ， $\circ H/B=8$ ，点線は一般流の流速変動の水平方向の相互相関係数

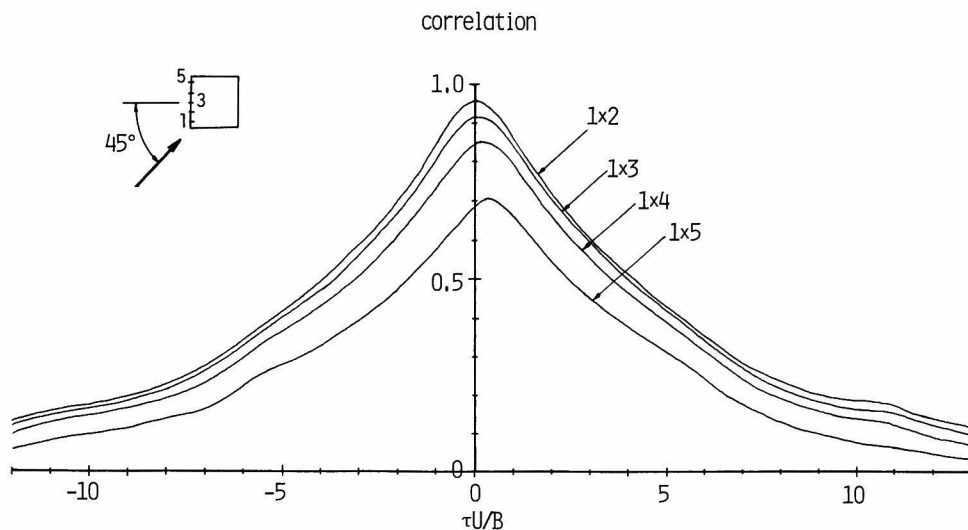


図 4.4.38 圧力変動の水平方向の相互相関関数, $H/B=4$, $z=H/2$

ストリップ理論の適用が難かしくなることがわかる。

2次元角柱の風上面の圧力変動は、よどみ点から風下の方へと、その性状が移動する傾向を示した。このような圧力変動の移動現象は、図 4.4.38 に示した圧力変動の時空間相互相関係数からわかるように、境界層流中でも認められる。ただし、2次元角柱の場合に比べて、時空間相互

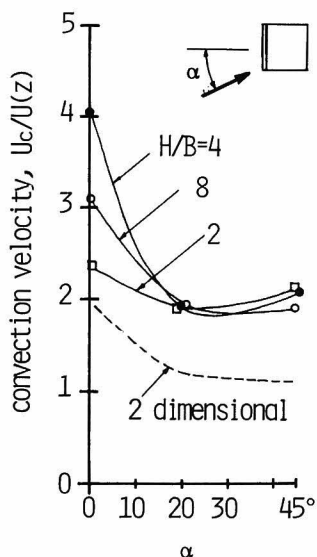


図 4.4.39 圧力変動の移動速度, $z=H/2$, $\square H/B=2$, $\bullet H/B=4$, $\circ H/B=8$, 点線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱 ($B/L_x=0.74$, $I_u=0.145$)

相関係数のピークが生じる時間遅れはかなり小さく圧力変動の移動速度は、境界層流中の方がかなり大きくなることがわかる。図 4.4.39 は時空間相関係数から計算した $z=H/2$ での風上面の圧力変動の移動速度を示しているが、迎角による移動速度の変化は 2 次元角柱とほぼ同じ傾向を示しているが、移動速度の大きさは、かなり境界層流の場合の方が大きい。この原因は、境界層流と格子乱流の乱れのスケールの違いによるものであると考えられる。ちなみに、第 1 章で述べたように、 $L_x \rightarrow \infty$ の場合には、準静的理論が適用でき、移動速度 $U_c \rightarrow \infty$ となる。また、迎角 $20^\circ, 45^\circ$ での移動速度と平均流速の比は、アスペクト比によってあまり大きな影響をうけない。

図 4.4.40 は、迎角 $60^\circ \sim 90^\circ$ までの側面の $z=H/2$ での水平方向の相互相関係数を示したものである。図 4.4.40

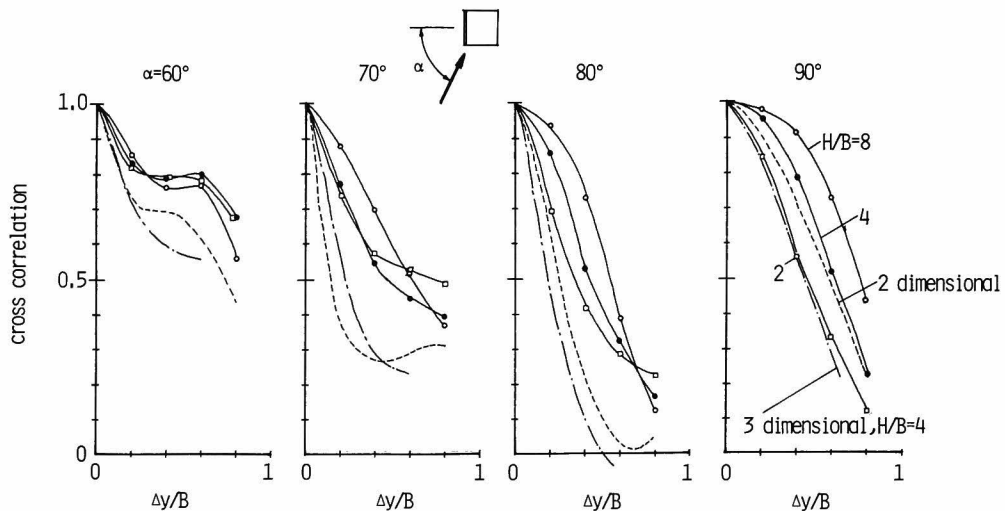


図 4.4.4.0 側面の圧力変動の水平方向の相互相関係数，風上側端点基準， $z = H/2$
 $\square H/B=2$ ， $\bullet H/B=4$ ， $\circ H/B=8$ ，点線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱，
 一点鎖線は格子 1 の乱流中の 3 次元角柱 ($B/L_x=0.74$ ， $I_u=0.145$)

中の点線と一点鎖線は，それぞれ格子乱流中の 2 次元角柱とアスペクト比 4 の 3 次元角柱の場合である。相互相関係数の形は，2 次元角柱の場合とよく対応しているが，相互相関係数の大きさは，迎角 90° のアスペクト比 2 の場合を除けば，境界層流の場合の方が大きい。

また，迎角 60° 及び 70° における相互相関係数は，アスペクト比によってあまり大きな影響をうけないが，迎角 80° 及び 90° ではアスペクト比が大きい程，相互相関係数は大きい。このよう

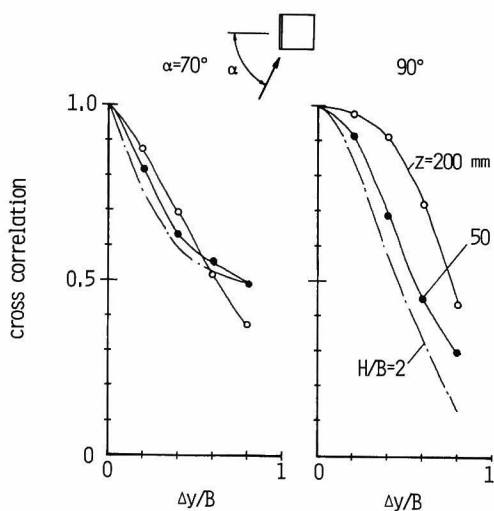


図 4.4.4.1 側面の圧力変動の水平方向の相互相関係数，風上側端点基準， $H/B=8$ ， $\bullet z=50\text{ mm}$ ， $\circ z=200\text{ mm}$
 一点鎖線は $H/B=2$ の $z=50\text{ mm}$ の場合

にアスペクト比によって相互相関係数が大きくなる原因は，迎角 0° のときと同様，乱れのスケールの鉛直方向の差に基づくのではないかと考えられる。なぜなら，図 4.4.4.1 に示したように，アスペクト比 8 の角柱の $z=50\text{ mm}$ における相互相関係数は，アスペクト比 2 の $z=50\text{ mm}$ の場合の相互相関係数とほぼ等しくなるからである。このように側面の場合でも，鉛直方向の相互相関係数のところで述べた

ように、圧力変動はその位置での流速変動の性質に大きく左右されることがわかる。

第1章の2次元角柱で調べたように、側面の圧力変動の性状も、再付着点より風上では、風下へと移動する。境界層流の場合も、図4.4.42, 4.4.43に示したように、圧力変動の性状は風下へと

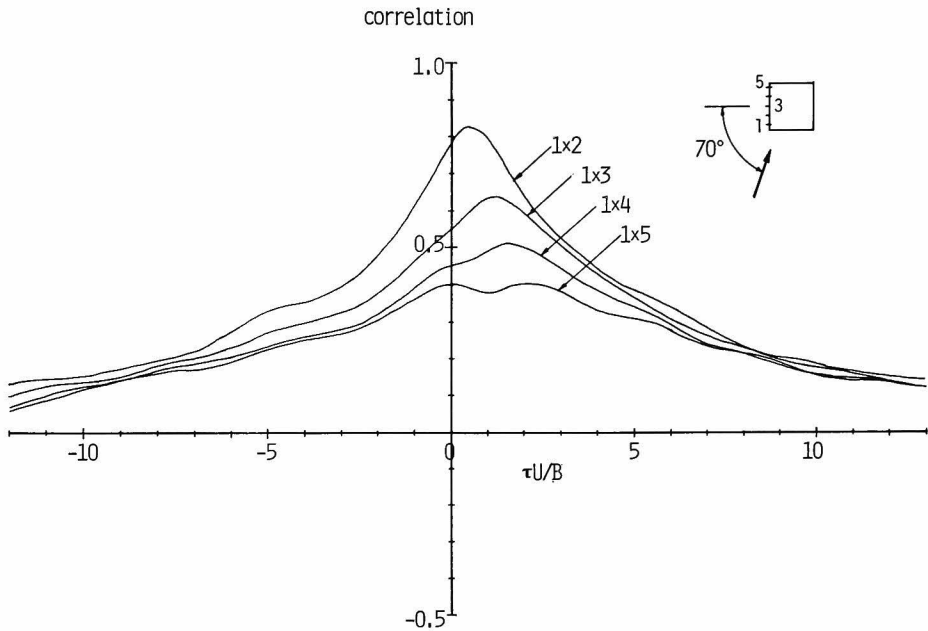


図 4. 4. 4 2 側面の圧力変動の時空間相互相関係数, $H/B=4$, $z=H/2$, $\alpha=70^\circ$

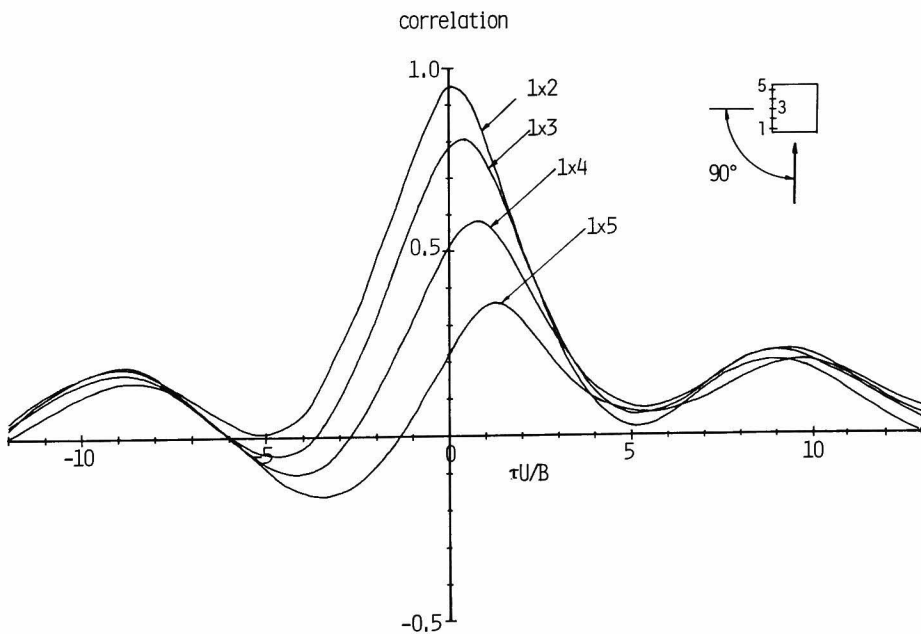


図 4. 4. 4 3 側面の圧力変動の時空間相互相関係数, $H/B=4$, $z=H/2$, $\alpha=90^\circ$

移動する。圧力変動が作用する高さでの平均流速と移動速度の比は、アスペクト比が4の場合、迎角 $70^\circ \sim 100^\circ$ までは、図 4.4.4 4 に示したように、2次元角柱の $B/L_x = 0.74$ の場合とほぼ

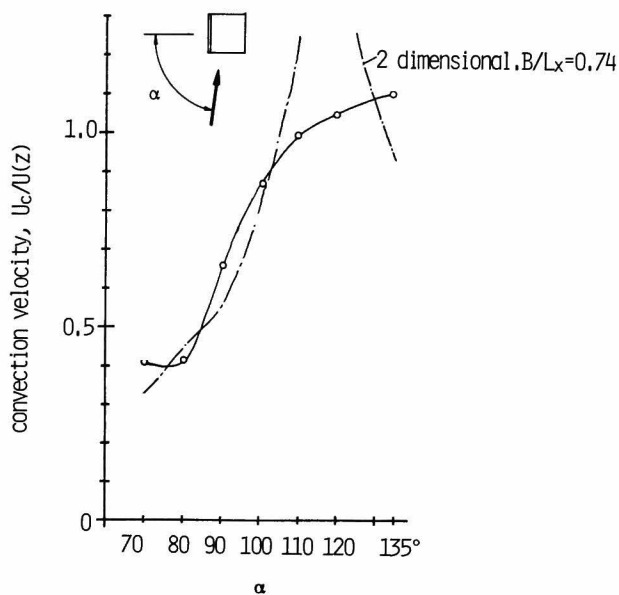


図 4.4.4 4 圧力変動の移動速度 $H/B=4$, $z=H/2$, 一点鎖線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱 ($B/L_x=0.74$, $I_u=0.145$)

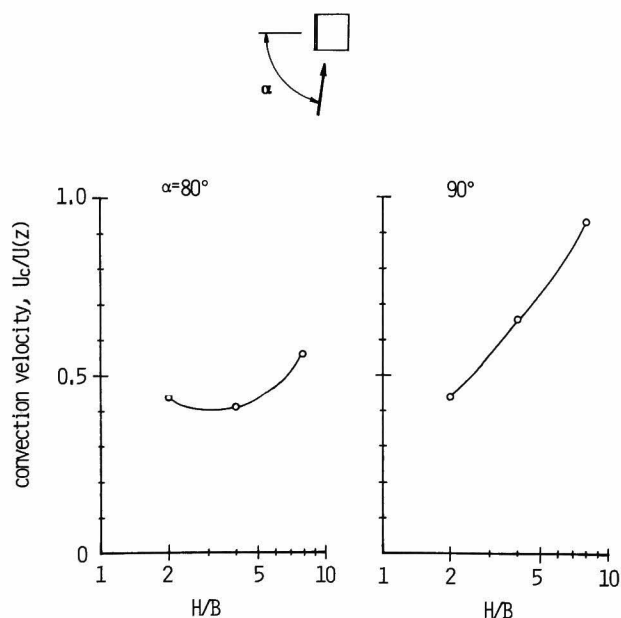


図 4.4.4 5 圧力変動の移動速度とアスペクト比の関係

等しい。しかし、2次元角柱の場合移動速度が最大となるのは、迎角が 120° の場合であるが、境界層流の場合には、迎角 135° までは、迎角の増大とともに移動速度は増大する。

また図 4.4.4 5 は、圧力変動の移動速度がアスペクト比によって、どのように変化するかを示したものである。迎角 80° の場合には、移動速度と圧力が作用する位置での平均流速の比は、アスペクト比によってあまり大きく左右されることはないが、迎角 90° ではアスペクト比の増大に伴い移動速度は急激に大きくなることわかる。

図 4.4.4 6 は、アスペクト比 4 の角柱の迎角 $135^\circ \sim 180^\circ$ までの、側面の $z = H/2$ での水平方向の相互相関係数である。相互相関係数は点線で示した 2 次元角柱の場合にほぼ等しく、迎角の増大とともにしだいに減少する。

図 4.4.4 7 は、迎角 0° の場合の風上面の $z = H/2$ でのコ・コヒーレンスを示している。圧力変動の鉛直方向のコ・コヒーレンスや流速変動の水平方向のコ・コヒーレンス、

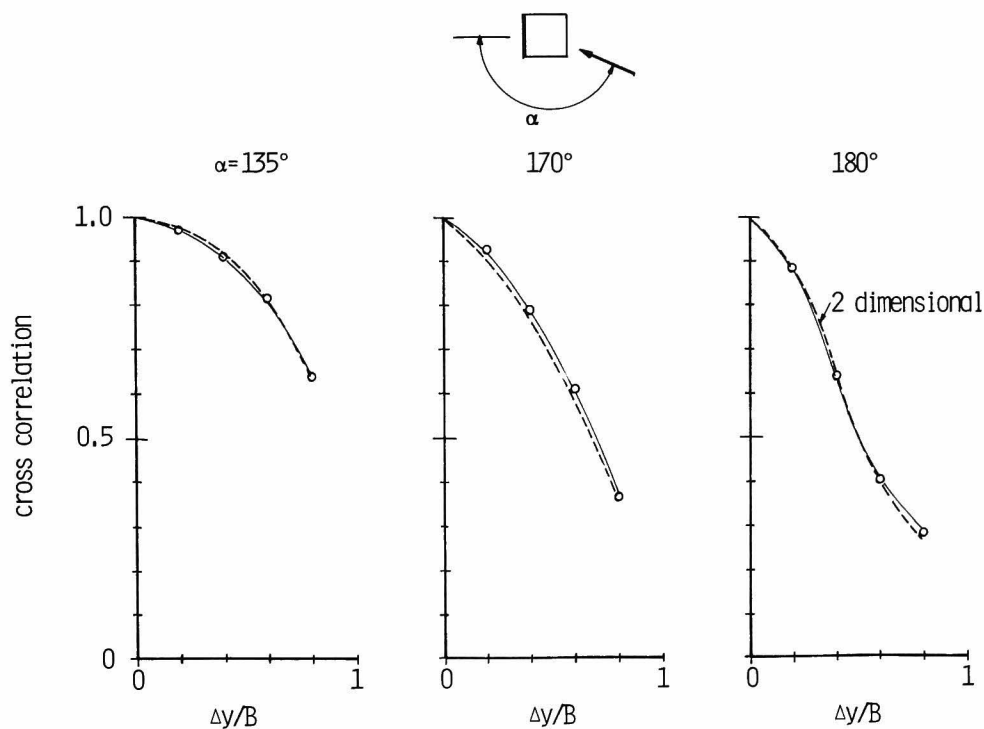


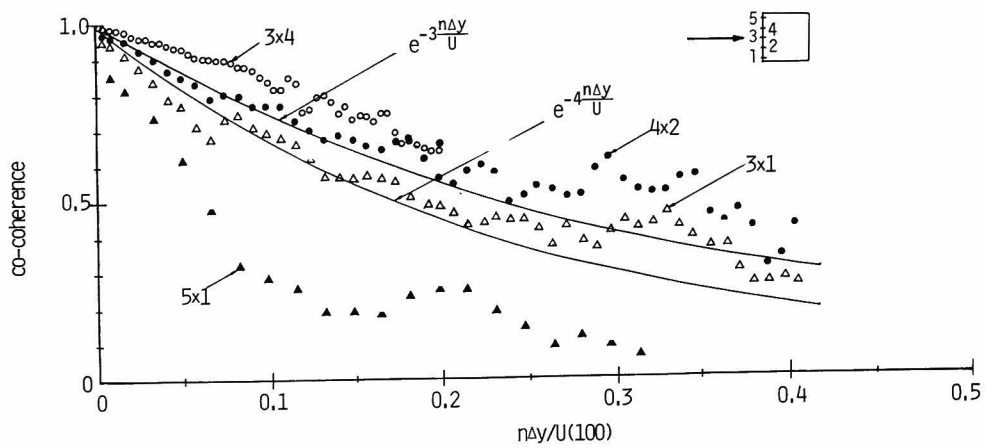
図 4.4.4.6 背面の圧力変動の水平方向の相関係数, $H/B=4$, $z=H/2$
点線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱 ($B/L_x=0.74$, $I_u=0.145$)

及び 2 次元角柱のコ・コヒーレンス同様, 圧力変動の水平方向のコ・コヒーレンスは, ほぼ測点間の距離を基準とした無次元周波数 $n\Delta y/\bar{U}(z)$ の指数関数 (4.4.3.2) 式で表わすことができる。この場合, 圧力変動のスケールを決める係数 c は, 鉛直方向や 2 次元角柱の場合より小さく約 3 となる。即ち, 圧力変動の水平方向のコ・コヒーレンスは

$$C_{o_{PH}}\left(\frac{n\Delta y}{\bar{U}(z)}\right) = e^{-3\frac{n\Delta y}{\bar{U}(z)}} \quad (4.4.3.2)$$

で表わされる。

一方, 迎角 90° の場合の側面の圧力変動のコヒーレンスは, 図 4.4.4.8 に示したように後流に発生する周期的交番渦の影響を大きくうけ, $nB/\bar{U}(z)=0.12$ 付近のコヒーレンスがきわめて大きくなる。この場合, 鉛直方向のコヒーレンスの場合と同様に係数 c を $nB/\bar{U}(z)$ の関数として表わしたのが図 4.4.4.9 である。鉛直方向と違い低周波域でのデータのバラツキが大きく, 必ずしも (4.4.2.8) 式によってコヒーレンスを表わすのが妥当とはいえない。しかし, $nB/\bar{U}(z)$ が増大するにつれて, $\Delta y/B$ の何如によらずコヒーレンスは一定値に近づくことがわかる。図中の実線は, 鉛直方向と同様, 係数 c を (4.4.2.8) 式によって近似した場合であるが, かなり良く傾向を把握しているといえる。なおこの場合, $c_0=8$, $c_1=0.0126$, $c_2=0.210$ である。



a) $H/B = 4$

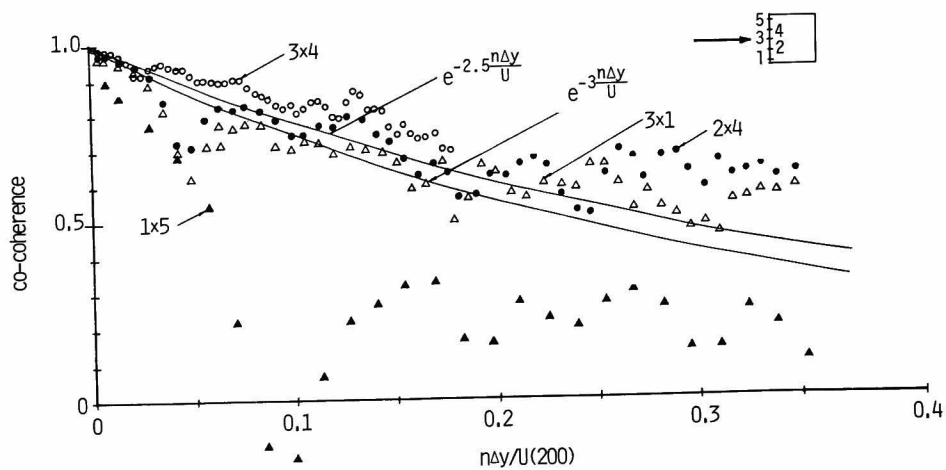


図 4.4.4 7 風上面の圧力変動の水平方向のコ・コヒーレンス, $z = H/2$

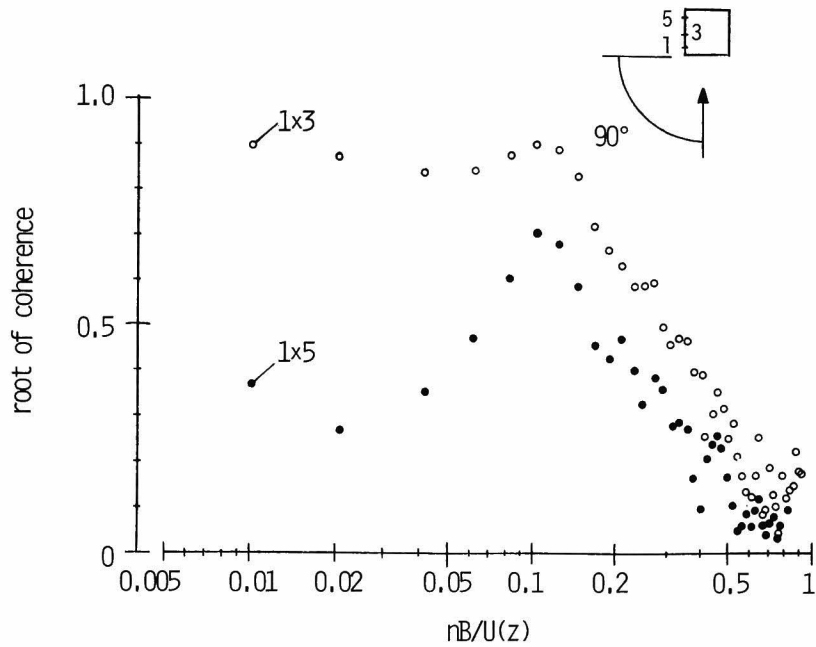


図 4.4.4.8 側面の圧力変動の水平方向のコ・コヒーレンス, $H/B=4$, $z=H/2$

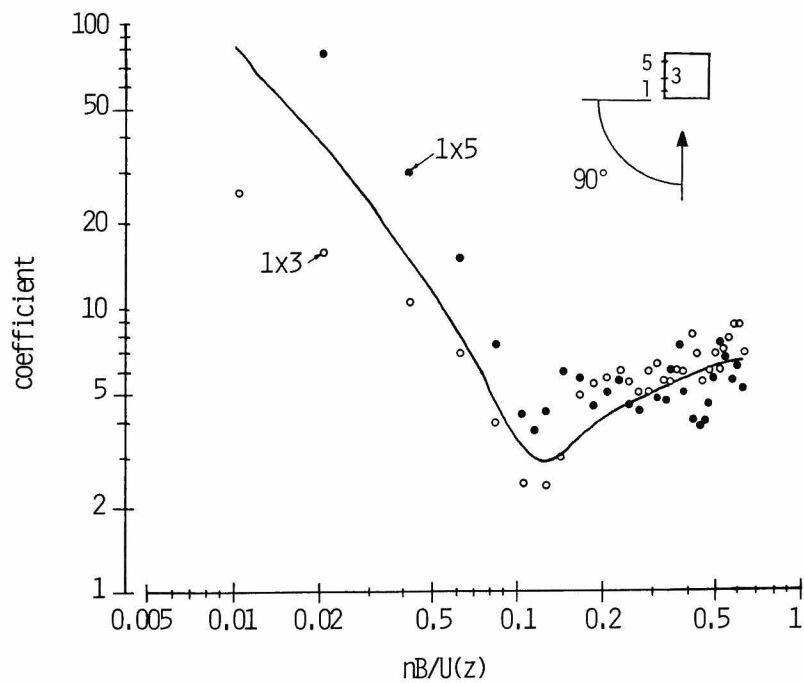


図 4.4.4.9 コヒーレンスを表わす係数 c と $nB/U(z)$ の関係, $H/B=4$, $z=H/2$

相対する面の間での相関係数

建物に作用する抗力変動及び揚力変動を評価する場合には、相対する面の間での相関係数も重要である。もし相対する面の間での圧力変動の相互相関係数が1ならば、圧力変動は互いに打ち消し合い、抗力あるいは揚力変動はきわめて小さくなる。逆に相互相関係数が-1ならば、圧力変動は加算され、抗力・揚力変動は大きくなる。

図4.4.50は、相対する面の中央点に作用する圧力変動の相互相関係数を示したものである。

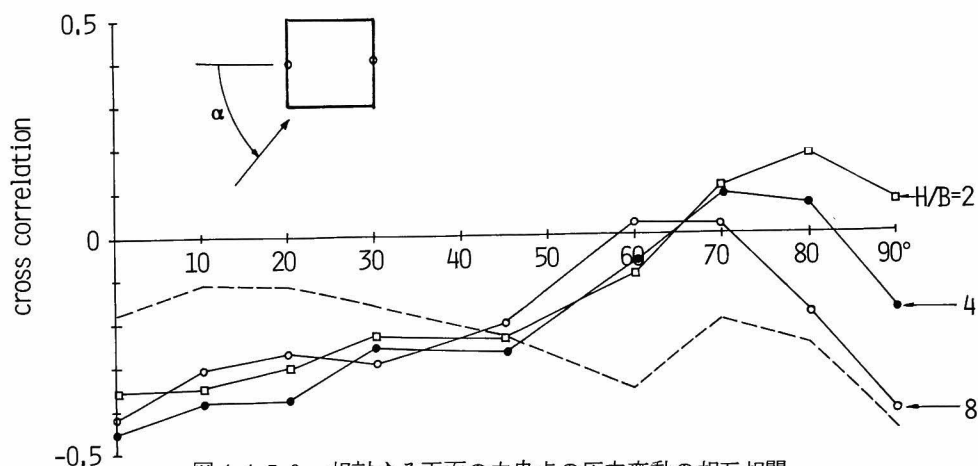


図 4.4.50 相対する両面の中央点の圧力変動の相互相関

点線で示した2次元角柱の場合、相互相関係数はすべて負となるが、境界層流の場合、迎角 $60^\circ \sim 90^\circ$ の間では、相互相関係数が正となる場合が生じる。特にアスペクト比が2の場合、迎角 $70^\circ \sim 90^\circ$ での相互相関係数はすべて正となる。また、迎角 $0^\circ \sim 30^\circ$ の場合の相互相関係数の絶対値は、境界層流の場合の方がかなり大きい。これは後に述べるように、これらの迎角の場合、背面の圧力変動の要因は、2次元角柱では後流に発生する渦にあるのに対して、境界層流では、風上から近づいてくる乱れが背面の圧力変動にかなり影響を及ぼすからである。また迎角 $60^\circ \sim 70^\circ$ では、2次元角柱の場合、側面の圧力変動は、後流の交番渦の影響を強くうけるが、3次元角柱の場合には、前節のパワースペクトル密度にみられるように、後流渦の影響はきわめて小さく、圧力変動の相関もあまり大きくはならない。しかし、迎角 90° の場合、前節で述べたように、アスペクト比の増大に伴い交番渦の影響が強まり、その結果相互相関係数も増大する。

次に、迎角 0° 及び 90° の場合について、更に詳しく調べてみよう。図4.4.51は、迎角 0° の場合の、アスペクト比4の角柱の風上面と背面の中央点の圧力変動の相互相関係数を示したものである。2次元角柱の場合と同様、相互相関係数のピークは、ある時間遅れの時生じる。この時間遅れと角柱の奥行から計算した圧力変動の伝搬速度を、図4.4.52に示す。圧力変動の伝搬速度は、アスペクト比の増大とともに急激に増大することがわかる。なおこの伝搬速度は、前項で述べた、迎角 90° における側面の圧力変動の伝搬速度とほぼ等しい。

図 4.4.5 3 は、迎角 0° の場合の風上面と背面の中央点の圧力変動のコヒーレンスの平方根を示したものである。図 4.4.5 3 よりわかるように、コヒーレンスは、周波数の増大とともに単調に減少する。またコヒーレンスは、ほぼどの周波数においても、アスペクト比が大きくなると減少

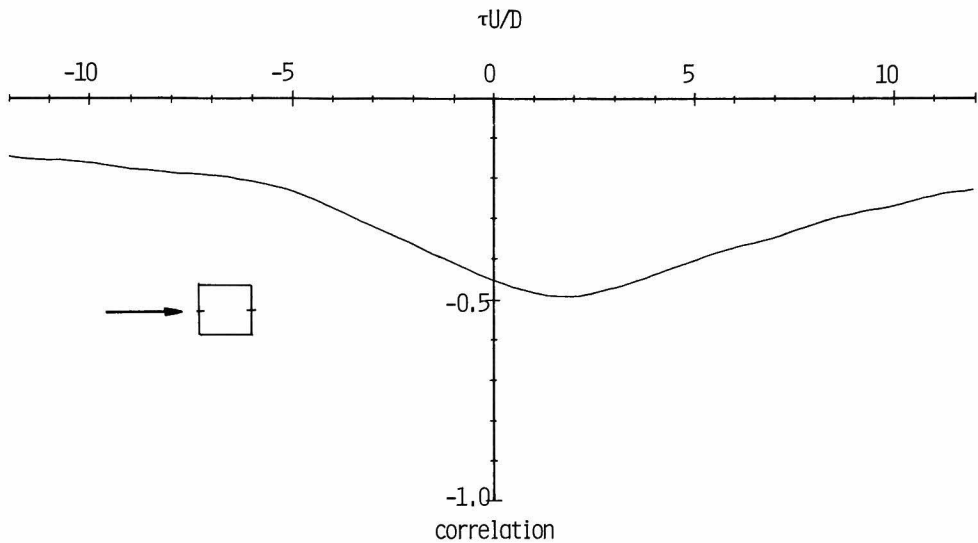


図 4.4.5 1 風上面と背面の圧力変動の時空間相互相関係数, $H/B = 4$, $z = H/2$

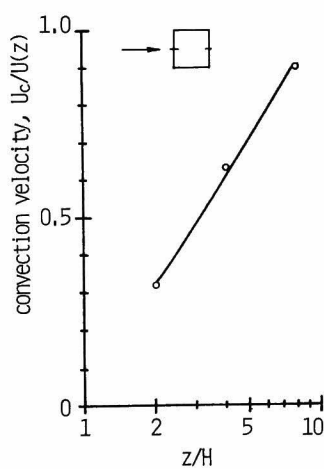


図 4.4.5 2 風上面から背面への圧力の伝搬速度, $z = H/2$

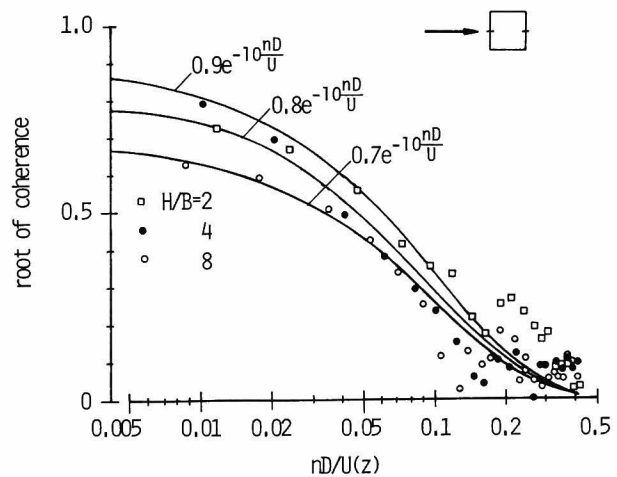


図 4.4.5 3 風上面と背面の圧力変動のコヒーレンスの平方根, $z = H/2$

する。これらの点を考慮し、コヒーレンスの平方根を無次元周波数 $nD/\bar{U}(z)$ (D は角柱の奥行、本実験では正四角柱なので角柱の巾 B と同じ) の関数として表わした場合、(4.4.33) 式に示すようになる。

$$\sqrt{\text{Coh}_{\text{pWL}}\left(\frac{nD}{\bar{U}(z)}\right)} = c \cdot e^{-10 \frac{nD}{\bar{U}(z)}} \quad (4.4.33)$$

ここに c は、背面の圧力変動が、どの程度まで風上から近づいてくる乱れによって左右されているかを表わす係数で、図 4.4.53 に示したように

$$H/8 = 2 \text{ の場合} \quad c = 0.9$$

$$4 \quad c = 0.8$$

$$8 \quad c = 0.7$$

となる。

6 章で述べるように、構造物の応答の評価にとっては、コヒーレンスよりもむしろ、コ・コヒーレンスの方が重要である。前述した風上面と背面との圧力変動の位相差を考慮した場合、風上面と背面のコ・コヒーレンスは(4.4.34)式によって表わすことができる。

$$\text{Co}_{\text{pWL}}\left(\frac{nD}{\bar{U}(z)}\right) = -c \cdot e^{-10 \frac{nD}{\bar{U}(z)}} \cdot \cos\left(\frac{2\pi n D}{\beta \cdot \bar{U}(z)}\right) \quad (4.4.34)$$

ここに、 $\beta = U_c/\bar{U}(z)$ で圧力変動の伝搬速度と平均流速の比を表わす。

図 4.4.54 は、迎角 90° の場合の両側面中央点の圧力変動のコ・コヒーレンスを示したものである。点線で示した 2 次元角柱の場合と同様、 $nB/\bar{U}(z) = 0.12$ 付近でコ・コヒーレンスは負のピークを示している。この負のピークは、後流中の周期的交番渦に伴うものと考えられる。ピークの大きさは、アスペクト比が小さくなるに伴って減少し、後流の交番渦が弱まることがわかる。この点は、前節で示した圧力変動のパワースペクトル密度とよく対応している。また低周波数領域においては、アスペクト比が小さくなるにつれてコ・コヒーレンスは増大する。前述した相互相関係数が、アスペクト比 2 の場合に正となるのは、低周波数領域での相関がかなり大きいことによると思われる。

相互相関係数と同様、コ・コヒーレンスが正の場合には、両側面の圧力変動は打ち消し合い、負の場合は加算される。したがって、上述した結果によれば、揚力変動のパワースペクトル密度は、圧力変動のパワースペクトル密度に比べて、低周波数成分が小さく、 $nB/\bar{U}(z) = 0.12$ 付近付近のピークがより鋭い形状をもつことが予想される。この点に関しては、6 章で詳しく計算する。

4.4.5. 角柱の風上の流速変動と圧力変動との相関

第 1 章で仮定したように、角柱に作用する圧力が、一般流の流速変動の線形変換で表わされるためには、前提として、流速変動と角柱に作用する圧力変動との相互相関係数が十分大きいこと

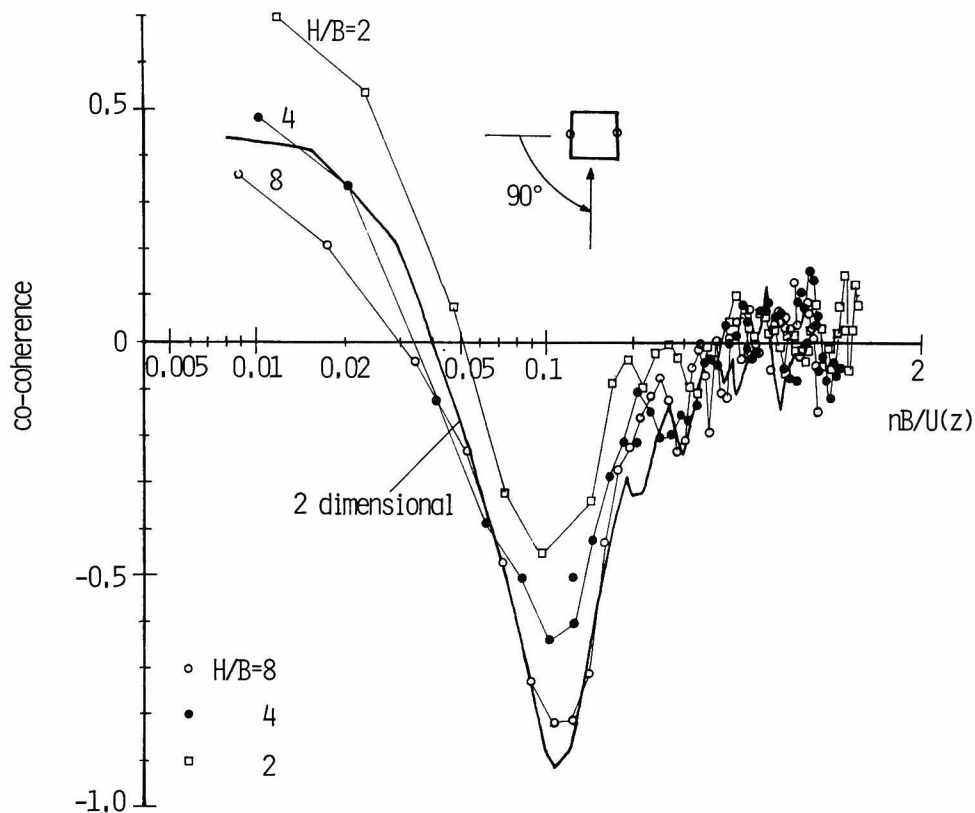


図 4.4.5.4 両側面の圧力変動のコ・コヒーレンス, $z=H/2$
太い実線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱の場合

が明らかにされなければならない。2 次元角柱の場合には、風上面に対しては、ほぼこの条件を満足しているといえるが、迎角 90° 以上では後流中の交番渦の影響が圧力変動に大きく作用し、必ずしもこの条件が満足されなかった。しかし 4.3, 4.4 節で明らかになったように、境界層流の場合には、2 次元角柱の場合に比べて、後流渦の影響が小さく、風上から近づいてくる乱れの影響が大きくなるので、風下面に対しても、圧力変動を流速変動の線形変換で表わす可能性があると期待できる。以下実験結果に基づいて、圧力変動を一般流の線形変換で表わすことが妥当であるかどうかを検討する。

図 4.4.5.5 は、角柱の中央点に作用する圧力変動と、角柱の風上の流速変動との相互相関係数の極値の迎角による変化を示したものである。迎角 90° までは、境界層流の場合の相互相関係数は、2 次元角柱の場合と大差はない。しかし、迎角 90° 以上では、境界層流中の場合、主流方向の流速変動と圧力変動との相互相関係数 R_{pu} は 0.4 程度で、2 次元角柱の 0.1 に比べてかなり大きいことが注目される。これは、前述したように、迎角 90° 以上では、2 次元角柱の場合、圧

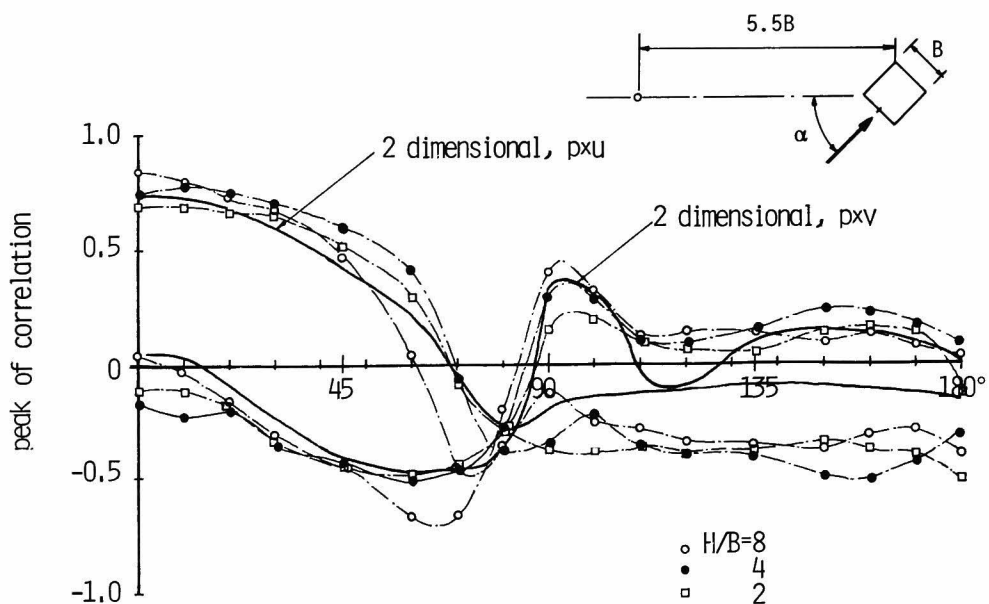


図 4.4.5.5 中央点の圧力変動と風上の流速変動の相関係数の極値， $z=H/2$
太い実線は格子1の乱流中の2次元角柱の場合

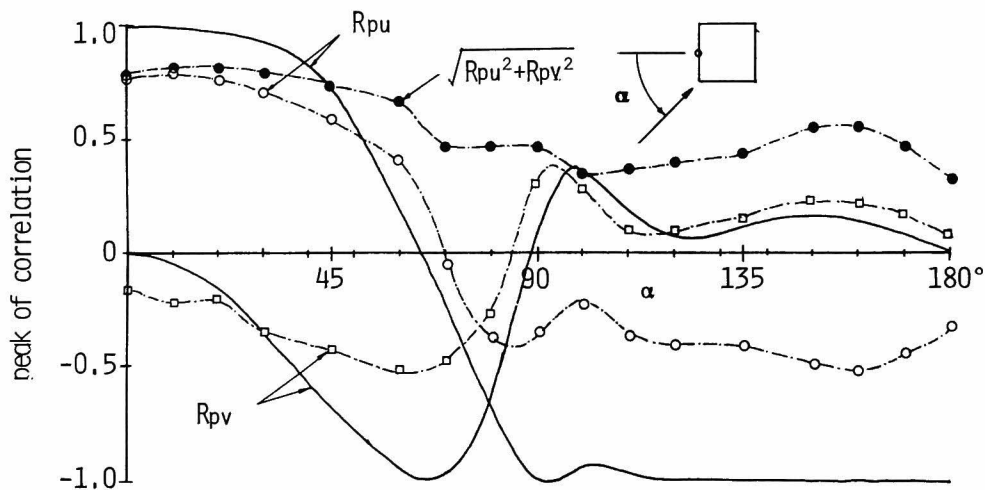


図 4.4.5.6 圧力変動と流速変動の相関係数の極値，実線は(4.4.35)，(4.4.36)式，
 $H/B=4$ ， $z=H/2$

力変動が後流の交番渦の影響を強く受けるのに対して，境界層流の場合には交番渦の影響が小さくなり圧力変動にしめる一般流の乱れの影響が大きくなるからである。一方，水平方向の流速変動との相互相関係数 R_{pv} の，境界層流と2次元角柱との差は全迎角にわたって，あまり大きくない。

図 4.4.5.6 は，アスペクト比4の角柱の中央点の圧力変動と風上の流速変動との相互相関係数

の極値を，準静的理論とストリップ理論から導びかれる値（4.4.35），（4.4.36）式（図4.4.56中の実線）と比較したものである。

$$R_{pu} = \frac{1 C_{p.m.}(\alpha)}{\sqrt{1 C_{p.m.}(\alpha)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial 1 C_{p.m.}(\alpha)}{\partial \alpha} \right)^2 \cdot \frac{\sigma_v(z)^2}{\sigma_u(z)^2}}} \quad (4.4.35)$$

$$R_{pv} = \frac{\frac{\partial 1 C_{p.m.}(\alpha)}{\partial \alpha}}{\sqrt{4 1 C_{p.m.}(\alpha)^2 \cdot \frac{\sigma_u(z)^2}{\sigma_v(z)^2} + \left(\frac{\partial 1 C_{p.m.}(\alpha)}{\partial \alpha} \right)^2}} \quad (4.4.36)$$

相互相関係数の迎角による変化の傾向は，理論値とよく一致しているが，相互相関係数の絶対値は，理論値よりかなり小さい。特に迎角 90° 以上の R_{pu} は，理論値の半分以下である。また図4.4.56中の黒丸は，主流方向と水平方向が独立な場合の重相関係数 $\sqrt{R_{pu}^2 + R_{pv}^2}$ を表わしている。境界層流の場合，点線で示した2次元角柱の場合に比べて，迎角 110° 以上では重相関係数はかなり大きく，風下面についても圧力変動を一般流の線形変換で表わすという仮定がある程度までは適用できそうである。とはいっても，迎角 70° 以上の重相関係数は，迎角 60° までの6～7割程度であり，側面や背面の圧力変動を，風上面の圧力変動のように，一般流の流速変動の線形変換のみで表わすことは若干無理があるといえる。

図4.4.57は， $nB/\bar{U}(z)=0.01$ における圧力変動と流速変動のコヒーレンスの平方根の迎角による変化を示したものである。図4.4.57中の実線は準静的理論値，また黒丸印は，主流方向と水平方向のコヒーレンスの和の平方根，即ちマルチプルコヒーレンシーの平方根を示している。このマルチプルコヒーレンシーの平方根は，重相関係数を周波数別にみたものに相当する。迎角

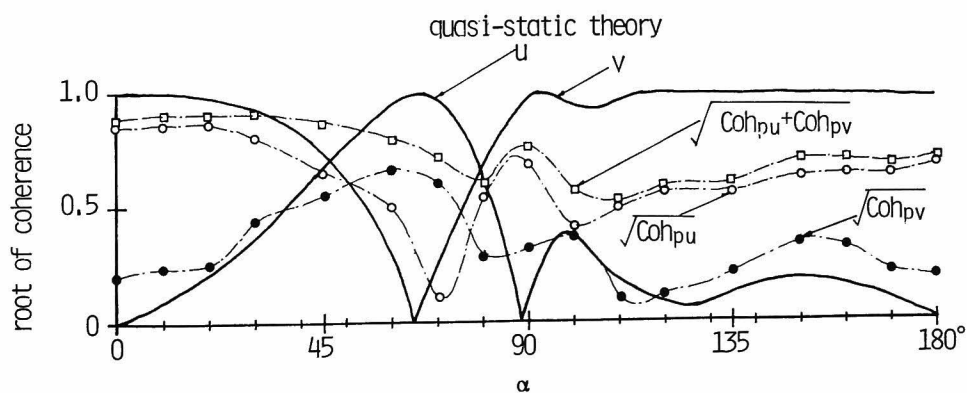


図4.4.57 圧力変動と流速変動のコヒーレンスの平方根， $nB/\bar{U}(z)=0.01$ ， $H/B=4, z=H/2$ ，太い実線は準静的理論値，（4.4.35），（4.4.36）式の絶対値

0°～45°の場合、マルチプルコヒーレンシーの平方根は0.9程度とかなり大きく、またコヒーレンスの平方根も、準静的理論によって表わされるものとほぼ一致するところから、低周波数領域においては、風上面に作用する圧力変動は、準静的理論によって表わすことができると考えてよい。迎角60°以上では、マルチプルコヒーレンシーの平方根は0.5～0.8程度で風上面の場合よりやや小さい。しかし、図4.4.5 6に示した重相関係数に比べれば、マルチプルコヒーレンシーの平方根の方がかなり大きく、低周波数領域においては、側面や背面の場合でも、圧力変動は風上から近づいてくる乱れの影響を大きくうけることがわかる。

また図4.4.5 8は、迎角70°及び90°の場合におけるアスペクト比4の角柱の側面に作用する圧力変動と、角柱の風上の流速変動との相互相関係数を調べたものである。図4.4.5 8の実線は準静的理論値を表わしているが、相互相関係数の位置による変化の傾向は、ほぼ実験値と一致している。図4.4.5 8の黒丸は、重相関係数を表わしているが、側面の風下端付近で重相関係数が小さくなる傾向が認められることから、この付近の圧力変動には、風上から近づいてくる乱れ以外の要因が大きいといえる。

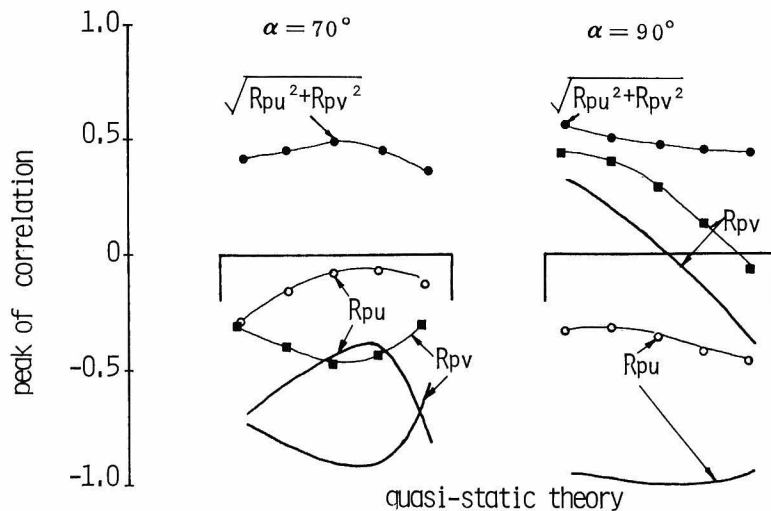


図4.4.5 8 側面の圧力変動と風上の流速変動の相関係数， $H/B=4$ ， $z=H/2$
太い実線は(4.4.35)，(4.4.36)式

4.4.6 流速－圧力アドミッタンス

前節に述べた結果から、境界層流においては、圧力変動を一般流の流速変動の線形変換として表わすことができるという仮定は、2次元角柱の場合より一層妥当であり、しかも、その仮定が適用できる迎角の範囲も、より大きいことが明らかとなった。

圧力変動が一般流の流速変動の線形変換で表わされるとすると、第1章で述べたように、その線形変換子、

流速-圧力アドミッタンス (p/v admittance) は、流速変動と圧力変動のパワースペクトル密度から、(4.4.37)式によって求めることができる。

$$|\chi_{up}(z, n)|^2 = \frac{S_p(z, n)}{\rho^2 \cdot \bar{U}(z)^2 \cdot S_u(z, n)} \quad (4.4.37)$$

ここに $|\chi_{up}(z, n)|^2$ は高さ z での流速-圧力アドミッタンスである。

準静的理論が適用できる場合には、(4.4.23)式の圧力変動のパワースペクトル密度を(4.4.37)式に代入すると、

$$|\chi_{up}(z, n)|^2 = {}_1C_{p,m}(\alpha)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial {}_1C_{p,m}(\alpha)}{\partial \alpha} \right)^2 \frac{L_Y(z)}{L_X(z)} \cdot \frac{\sigma_v(z)^2}{\sigma_u(z)^2} \cdot \frac{f_2\left(\frac{nL_Y(z)}{\bar{U}(z)}\right)}{f_1\left(\frac{nL_X(z)}{\bar{U}(z)}\right)} \quad (4.4.38)$$

となる。

第3章で述べたように、格子乱流中の迎角 0° の場合の角柱の中央点に関する流速-圧力アドミッタンスは、アスペクト比が2以上ではあまり大きく変化しない。境界層流の場合も、格子乱流と同様、図4.4.59に示したように、迎角 0° の中央点に関しては、流速-圧力アドミッタンスのアスペクト比による変化はあまり大きくなく、実線で示した2次元角柱の場合の(4.4.39)式とよく一致する。

$$|\chi_{up}(z, n)|^2 = \frac{1}{\left\{ 1 + 20 \left(\frac{nB}{\bar{U}(z)} \right)^2 \right\}^{\frac{2}{3}}} \quad (4.4.39)$$

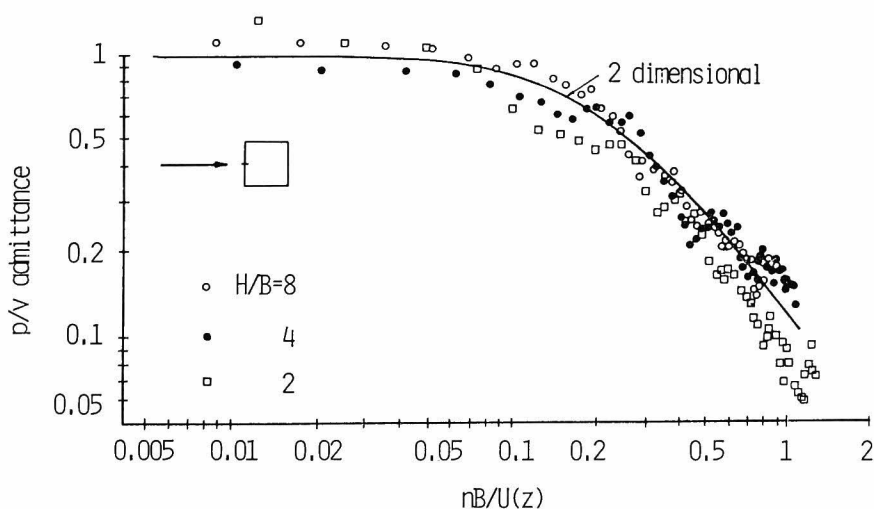


図4.4.59 風上面中央点の流速-圧力アドミッタンス, $z=H/2, \alpha=0^\circ$, 実線は(4.4.39)式

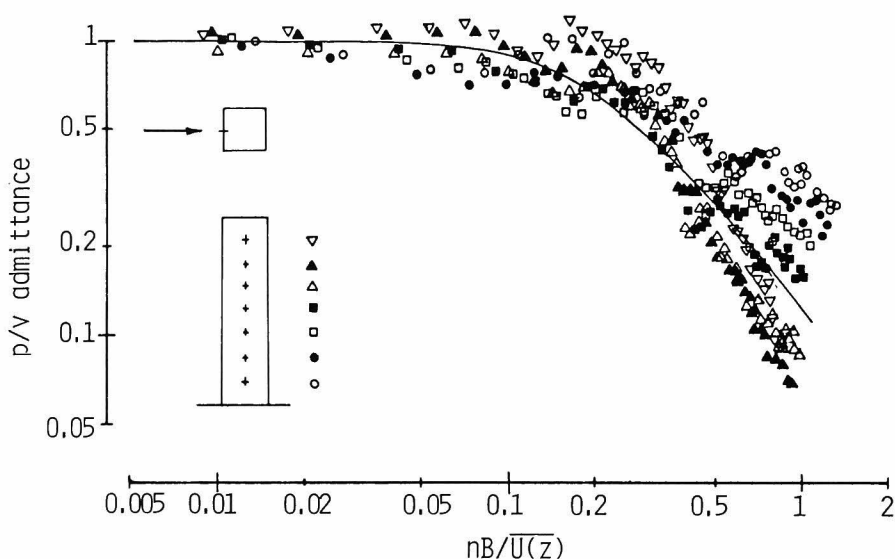


図 4.4.60 風上面の流速-圧力アドミッタンス, $H/B=4$, $\alpha=0^\circ$

また流速-圧力アドミッタンスの鉛直方向の変化は図 4.4.60 に示したとおりで、角柱の頂部へ向かうにつれ、アドミッタンスの高周波数領域での減少勾配が大きくなり、アドミッタンスの値は減少する。第 3 章で述べた格子乱流中にある 3 次元角柱の場合、高周波数領域におけるアドミッタンスの減少勾配は、角柱の下部へ向かうにつれて増大したが、アドミッタンスが減少しはじめる周波数が、角柱の頂部へ向かうにつれて、高周波数領域に移動するため、 $0.01 < nB/\bar{U}(z) < 1$ の範囲でのアドミッタンスの値は、図 4.4.60 に示した境界層流の場合とは逆に、頂部へ向かう程大きくなる。

図 4.4.61 は、迎角 30° におけるアスペクト比 4 の角柱風上面の $z=H/2$ での流速-圧力アドミッタンスを示したものである。図 4.4.61 中の実線は、2 次元角柱の場合を表わしている。中央点の流速-圧力アドミッタンスは、2 次元角柱の場合とほとんど等しいが、風上側 $1/4$ 点におけるアドミッタンスは、2 次元角柱の場合の方が、全周波数領域にわたって大きくなる。また風下側では、2 次元角柱の場合には、 $nB/\bar{U}=0.12$ 付近にピークが認められるが、境界層流の場合には、そのようなピークは認められない。

また図 4.4.61 中の細線は、(4.4.38) 式から計算した $n \rightarrow 0$ の場合における流速-圧力アドミッタンスを示している。第 1 章で述べたように、2 次元角柱の場合、端点付近のアドミッタンスは、準静的理論の計算値よりかなり大きくなるが、境界層流の場合には、中央点より風上側でのアドミッタンスは、ほぼ (4.4.38) 式から計算される準静的理論値に近い。しかし風下側の端点に関しては、2 次元角柱と同様、準静的理論ではかなり過少評価となる。

図 4.4.62 は、迎角 90° の場合の側面の中央点の流速-圧力アドミッタンスを示したものであ

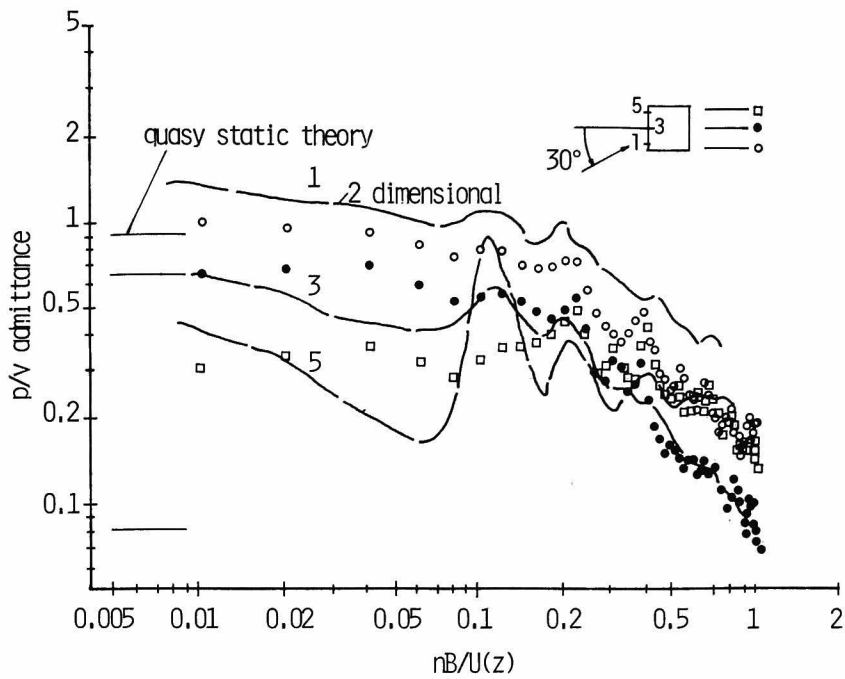


図 4.4.6.1 風上面の流速-圧力アドミッタンス, $H/B=4$, $\alpha=30^\circ$, 太い実線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱 ($B/L_x=0.74$, $I_u=0.145$), 実直線は $n \rightarrow 0$ における (4.4.38) 式

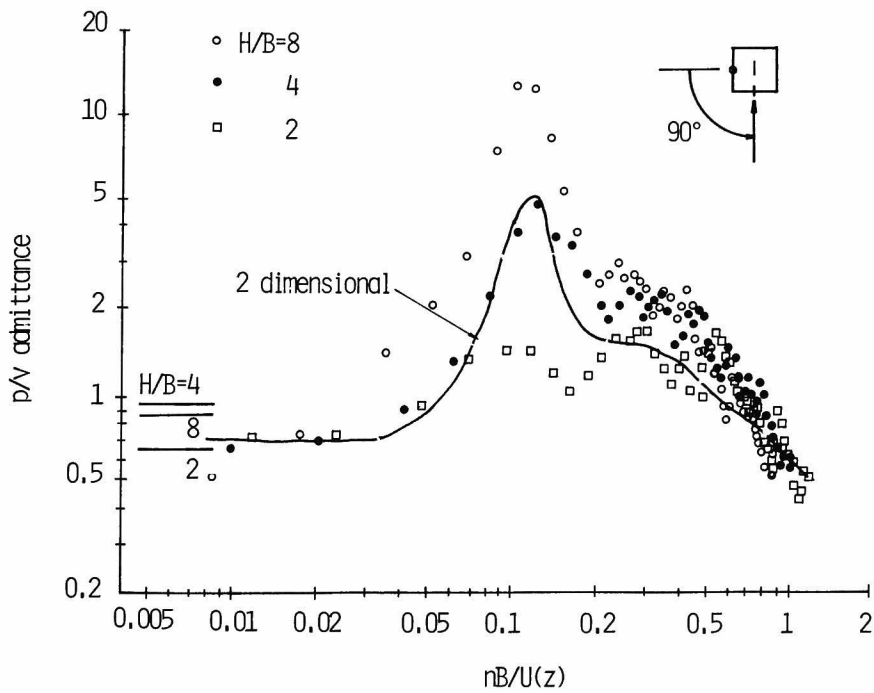


図 4.4.6.2 側面中央点の流速-圧力アドミッタンス, $z=H/2$, 太い実線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱 ($B/L_x=0.74$, $I_u=0.145$), 実直線は (4.4.38) 式

る。図 4.4.6 2 中の実線は 2 次元角柱の場合、また実直線は (4.4.3 8) 式において $n \rightarrow 0$ とした場合である。低周波数領域での流速-圧力アドミッタンスは、ほとんどアスペクト比の影響をうけず、ほぼ 2 次元角柱の値及び準静的理論値に等しい。しかし、後流の交番渦の影響が大きい $nB/\bar{U}(z)=0.12$ 付近の流速-圧力アドミッタンスに関してはアスペクト比の影響がきわめて大きい。また $nB/\bar{U}(z) > 0.5$ の高周波数領域における流速-圧力アドミッタンスに関しては、アスペクト比の影響はあまり大きくないことがわかる。

図 4.4.6 3 は、迎角 90° のアスペクト比 4 の角柱の側面の $z=H/2$ での、流速-圧力アドミッタンスを示したものである。 $nB/\bar{U}(z) < 0.1$ の低周波数領域におけるアドミッタンスは位置によって変化しないが、 $nB/\bar{U}(z) > 0.1$ 以上では、風下側へ向かうにつれて、アドミッタンスは急激に増大する。このような傾向は、実線で示した 2 次元角柱の場合と同じである。

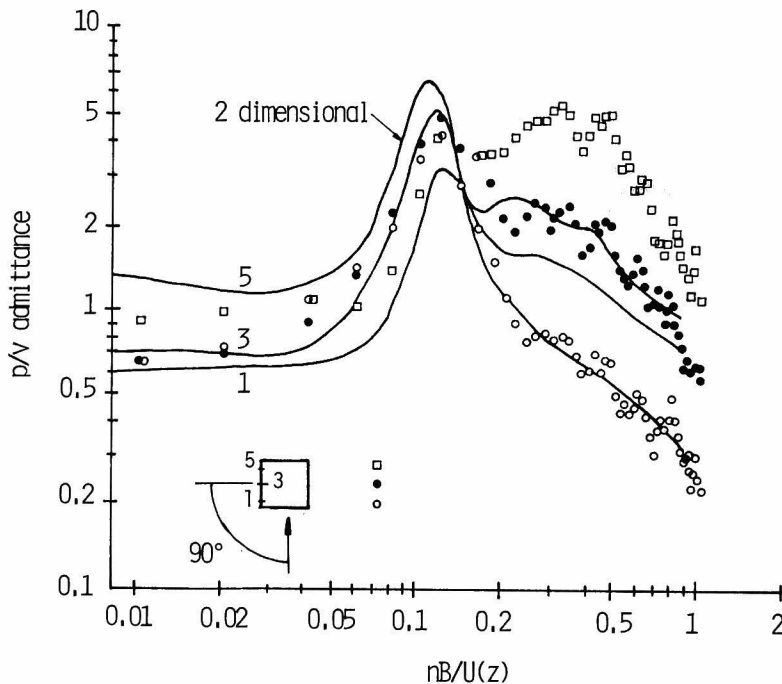


図 4.4.6 3 側面の流速-圧力アドミッタンス, $H/B=4$, $z=H/2$
実線は格子 1 の乱流中の 2 次元角柱 ($B/L_x=0.74$, $I_u=0.145$)

4.4.7 圧力変動の確率密度分布

前節までの議論で、境界層流中にある角柱の風上面に作用する圧力変動の特性は、高周波数領域を除いては、ほぼストリップ理論と準静的理論の組合せで表現することができることが明らかとなった。したがって、圧力変動の確率密度分布についても、第 1 章で述べた非線型項を考慮した準静的理論を、ストリップ理論と組み合わせることによって、表現でき得るであろうと推測され

る。

第1章では、格子乱流を等方性乱流とみなし、流速変動の確率密度分布は正規確率密度分布であり、主流方向と水平方向の流速変動の標準偏差は等しいと仮定した。しかし、4.3節で述べたように、境界層流については、これらの仮定は必ずしも妥当とはいえない。境界層流の場合、流速変動の確率分布が正規確率密度分布に近いのは、 $z = 50 \sim 100 \text{ mm}$ のごく限られた範囲にすぎず、他の z に対しては、歪度、尖度とも大きい分布形状を示す。また、主流及び水平方向の流速変動の標準偏差も大きく違っている。

これらの点を考慮した場合、境界層流の場合の圧力変動の確率密度分布は、流速変動の確率密度関数を特に定めず、(4.4.40)式のような一般形で表現する方が妥当である。

$$f_p(p) = \int_{B_L}^{B_U} \frac{1}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \{f_v(v_1) + f_v(v_2)\} \cdot f_u(u) du \quad (4.4.40)$$

ただし

$$A = {}_1C_{p,m.}, \quad B = -\frac{\partial {}_1C_{p,m.}}{\partial \alpha} \{ \bar{U}(z) + u(z) \}$$

$$C = {}_1C_{p,m.} \{ 2 \bar{U}(z) \cdot u(z) + u(z)^2 - \sigma_u(z)^2 - \sigma_v(z)^2 \} - \frac{2P}{\rho}$$

$$v_1 = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad v_2 = \frac{-B - \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$$

ここに、 $f_p(p)$, $f_v(v)$, $f_u(u)$ は、それぞれ圧力変動、水平方向の流速変動、主流方向の流速変動を表わす。また、 B_U, B_L は v 及び dv/dp が存在する u の上・下限を表わしている。

図4.4.64は、迎角 0° のアスペクト比8の風上面中央線に作用する圧力変動の確率密度分布を表わしている。図中の一点鎖線は、正規確率密度分布（最上段の図）と主流方向の流速変動の確率密度分布を示している。格子乱流の場合と同様、圧力変動の確率密度分布は、流速変動の確率密度分布に比べて、正圧側へ偏った分布形を示す。

図4.4.65は、圧力変動の確率密度分布のアスペクト比による違いを調べたものである。 z が等しい場合には、圧力変動の確率密度分布は、アスペクト比によってほとんど変化しないことがわかる。また図中の実線は、(4.4.40)式に基づいて計算した理論値を示しているが、実験値ときわめてよく一致することがわかる。なお理論値の計算では、流速変動の確率密度分布は、正規確率密度分布と仮定した。

図4.4.66, 4.4.67は、迎角 0° の風上面の圧力変動の歪度及び尖度を示したものである。図中の一点鎖線が、主流方向の流速変動の歪度及び尖度である。圧力変動の歪度は、すべての高さで流速変動より大きく、また z が小さい程、流速変動と圧力変動の歪度の差が大きくなる。これは、 z が小さくなるにつれて、乱れ強さが大きくなり、その結果、圧力変動の確率密度分布の歪度が増大することが原因であると考えられる。また圧力変動の尖度は、 z が小さくなるにつれて増大す

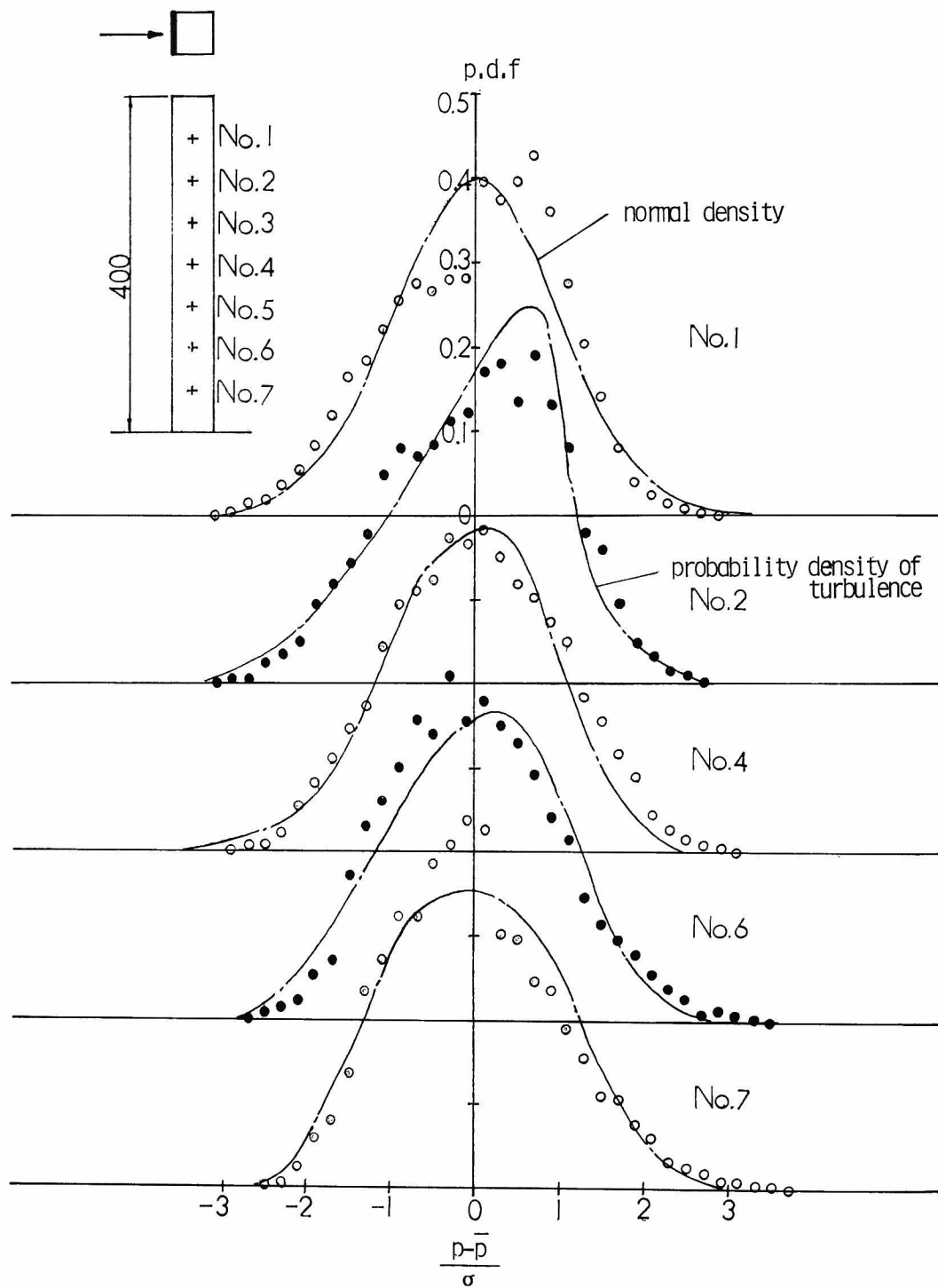


図 4.4.6.4 風上面の圧力変動の確率密度分布, $H/B=8$, $\alpha=0^\circ$

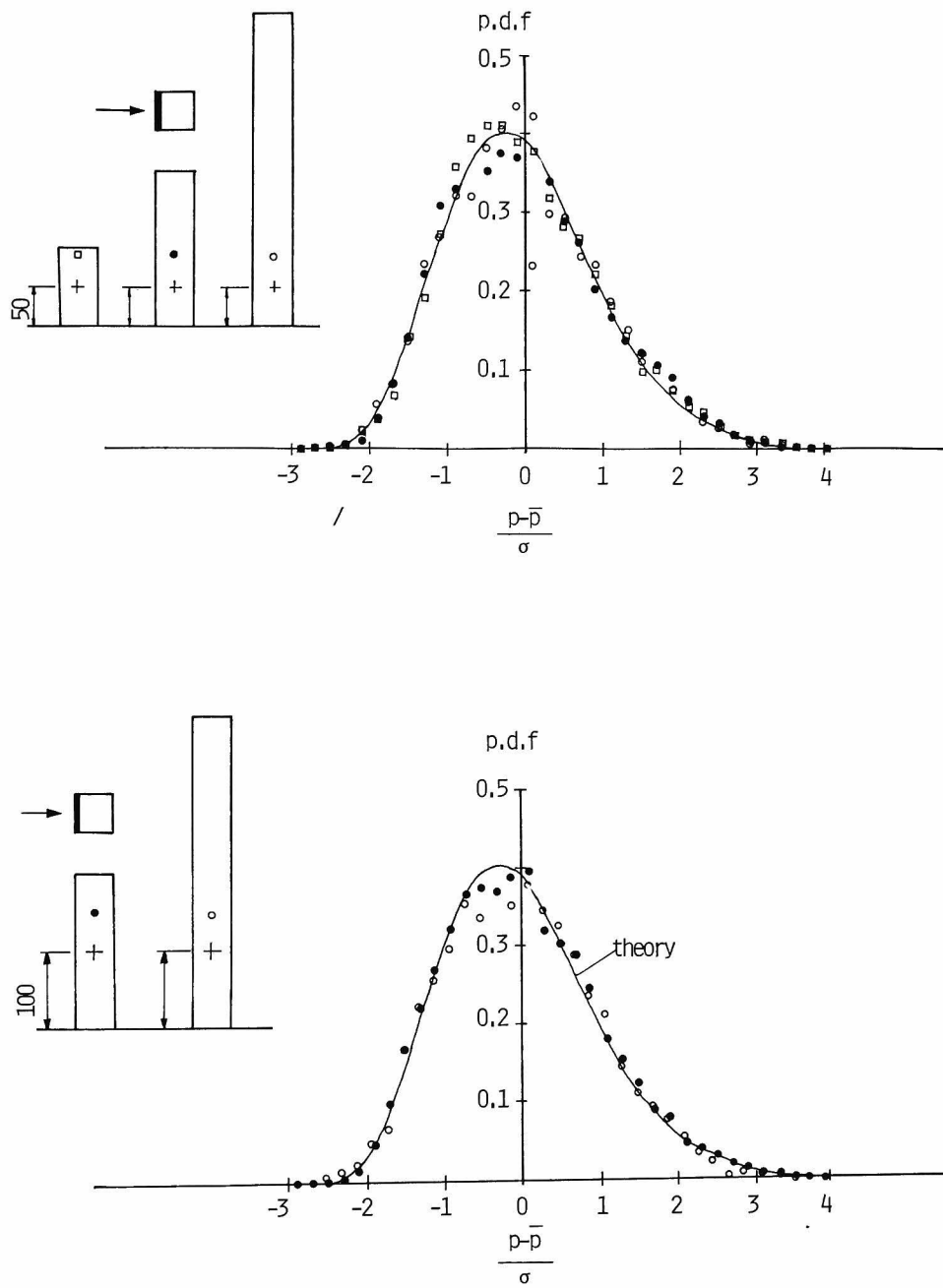


図 4.4.6 5 風上面の圧力変動の確率密度分布， $\square H/B=2$ ， $\bullet H/B=4$ ， $\circ H/B=8$

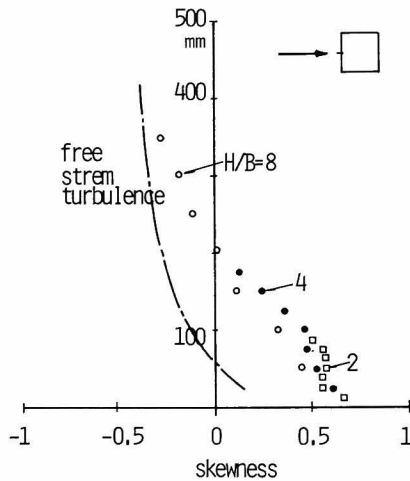


図 4.4.66 風上面の圧力変動の歪度， $\square H/B=2$ ， $\bullet H/B=4$ ， $\circ H/B=8$ ，一点鎖線は一般流の主流方向の流速変動の歪度

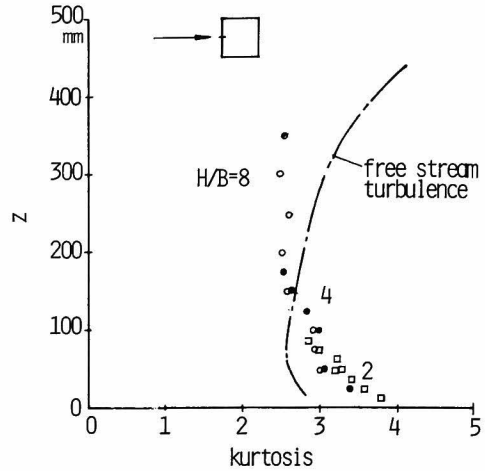


図 4.4.67 風上面の圧力変動の尖度， $\square H/B=2$ ， $\bullet H/B=4$ ， $\circ H/B=8$ ，一点鎖線は一般流の主流方向の流速変動の尖度

る。

図 4.4.6 8 は，迎角 $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ におけるアスペクト比 4 の角柱の中央点に作用する圧力変動の確率密度分布を示したものである。図 4.4.6 8 の最上図は，主流方向の流速変動の確率密度分布を示しているが，4.3 節でも述べたように， $z = 100\text{mm}$ における流速変動の確率密度分布は，実線で示した正規確率密度分布にきわめて近い。境界層流の場合でも，格子乱流の場合と同様，圧力変動の確率密度分布は，風上面では正圧側に，側面及び背面では負圧側に偏った分布形を示している。図 4.4.6 8 中の実線は，流速変動の確率密度分布を正規確率密度分布と仮定して，(4.4.40) 式から計算した理論値を示しているが，すべての迎角に対して実験値とよく一致し，風上面のみならず，側面及び背面に対しても，(4.4.40) 式によって十分正確に確率密度分布を表わしうることがわかる。

格子乱流の場合，迎角 $70^\circ, 80^\circ$ の再付着点付近の圧力変動の確率密度分布は，準静的理論から大きくはずれ，きわめて歪度の大きい分布形を示していた。このような現象は，境界層流においては増々強められる。図 4.4.6 9 は，アスペクト比 4 の角柱の迎角 70° の場合の側面に作用する圧力変動の確率密度分布を示している。再付着点にあたる $\alpha 4$ 点では，きわめて尖度の大きい分布形を示している。このような尖度の大きい分布形は， $\alpha 4$ 点付近の圧力変動の状態が定常でなく，4.4.1 項で述べたように，周期の短い振巾の大きい変動と，緩やかな振巾の小さい変動が交互に表われることに起因している。

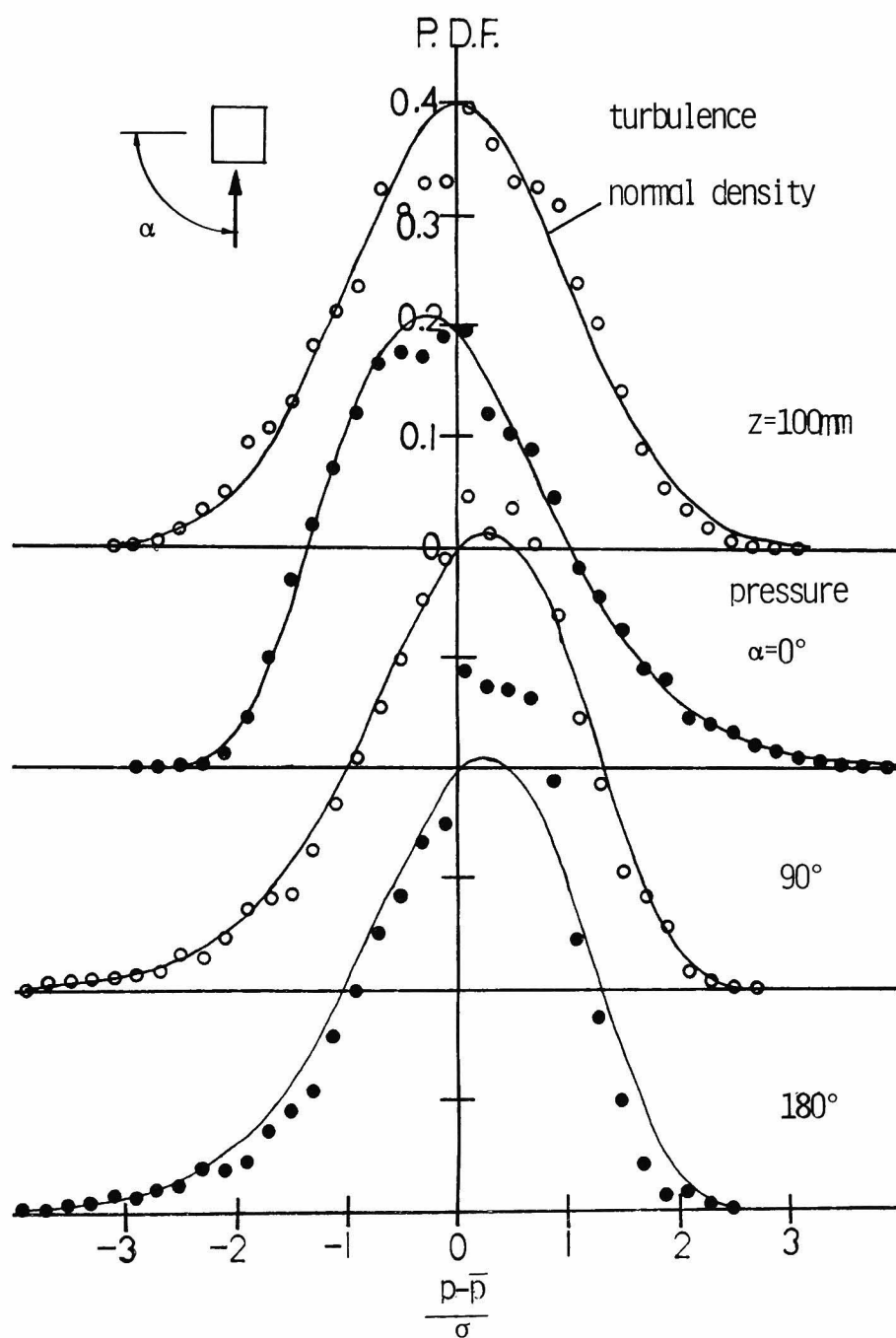


図4.4.68 各面中央点の圧力変動の確率密度分布, $H/B=4$, $z=H/2$, 実線は(4.4.40)式

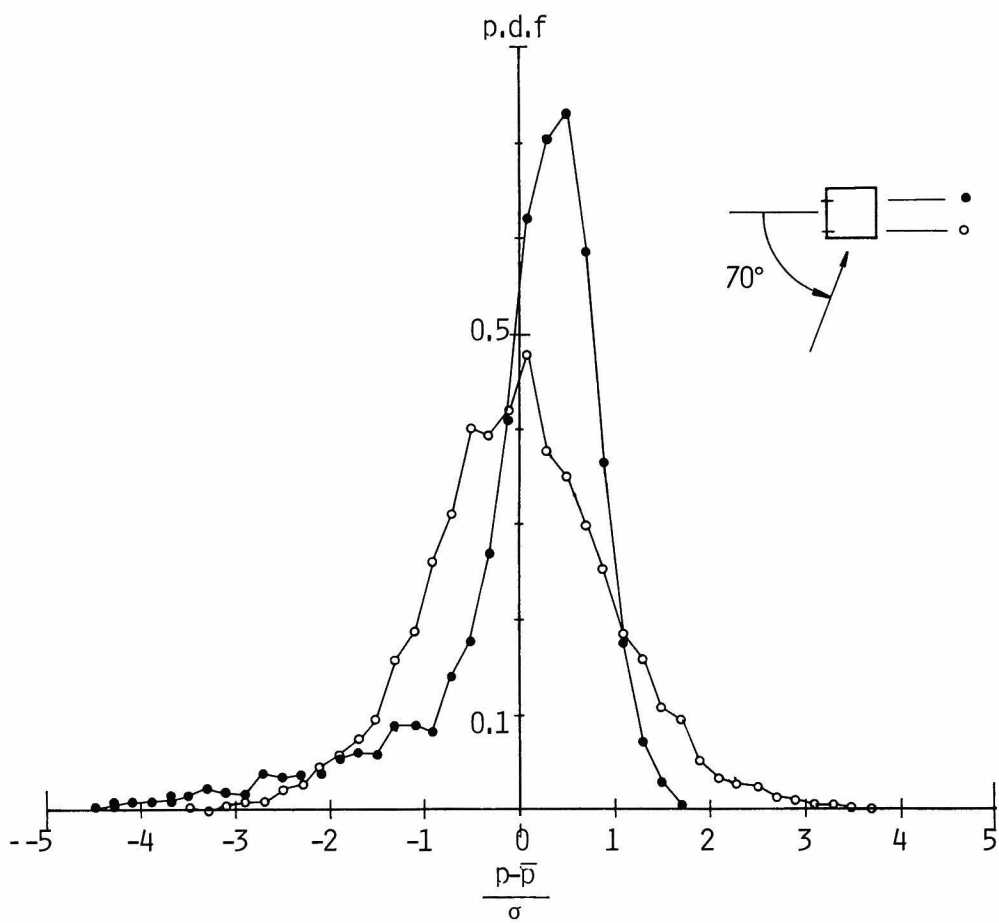


図 4.4.6 9 側面の圧力変動の確率密度分布， $H/B=4$ ， $z=H/2$ ， $\alpha=70^\circ$

4.5 まとめ

本章で明らかにされた結果は以下の通りである。

(1) 境界層流中にある角柱風上面に作用する平均圧力の大きさは、圧力が作用する高さでの平均流速をもつ様な流れの場合にある2次元角柱に作用する平均圧力と等しい。即ち、風上面に作用する平均圧力の大きさは、圧力が作用する高さでの流速を基準とし定められるというストリップ理論が成立する。

(2) 迎角 90° 以上の側面及び背面の平均圧力は、高さ方向にほぼ一定となり、風上面のようにストリップ理論は適用できない。しかし、角柱の中央の高さでの平均圧力係数の大きさ及び分布は、その高さの平均流速を基準とした場合には、ほぼ2次元角柱と等しくなる。即ち、側面や背面については、角柱の半分の高さでの流速を基準とした場合、高さ方向全体にわたって2次元角柱とほぼ等しい圧力分布となっている。

(3) 風上面の変動圧力係数は、圧力が作用する高さでの平均流速及び流速変動を基準とした場合、準静的理論値とほぼ一致する。したがって、平均圧力のみならず変動圧力の評価に対しても、ストリップ理論は有効である。

(4) 角柱中央高さでの側面の変動圧力係数は若干2次元角柱の場合より大きくなるが、その分布形状は2次元角柱の場合とそれ程大差ない。

(5) 角柱の中央点における変動圧力係数の迎角による変化は、迎角 $120^\circ \sim 170^\circ$ の範囲を除けば、ほぼ2次元角柱の場合と一致する。またその位置での流速を基準とした場合の準静的理論値ともほぼ一致する。

(6) 風上面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度も、平均、変動圧力係数と同様、圧力が作用する位置での流速を基準とした場合、低周波数領域では準静的理論値とよく一致する。また $nB/\bar{U}(z) > 0.1$ 以上の高周波数領域では、2次元角柱の場合と同様、準静的理論値よりスペクトルの減少勾配が大きく -3 乗程度となる。

(7) 側面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度には、境界層流においても $nB/\bar{U}(z) = 0.1$ 付近にスペクトルピークが認められる。このピークは、アスペクト比が大きい程また角柱の上部へ向かう程大きくなる。前章で述べた一様乱流中の3次元角柱の場合には、側面のスペクトルのピークは、角柱の下部へ向かう程流れの2次元性が強められ、鋭く大きくなったが、境界層流の場合には全く逆の結果となった。この原因は、境界層流の場合、角柱の下部へ向かう程流れの強さ及び流速勾配が増加し、交番渦の発生が抑えられることにあると考えられる。

(8) 境界層流の場合、迎角 135° における背面の圧力変動のパワースペクトル密度にも、 $nB/\bar{U}(z) = 0.1$ 付近にスペクトルピークが認められる。前章で示した一様乱流中の場合には、この迎角ではパワースペクトル密度にはピークはなく、後流渦の発生は抑えられていた。流速勾配の影響でより渦の発生が抑えられると予想された境界層流において、このようにスペクトルピークが認められた原因は、境界層流と一様乱流の乱れのスケールの差によるものと考えられる。なぜなら、1章で述べたように、 B/L_x が小さい程後流の交番渦による圧力変動が強まるからである。

(9) 迎角 90° の側面中央点の圧力変動のパワースペクトル密度を、角柱の巾を基準として (4.4.2.5) 式のように無次元化した場合、 $nB/\bar{U}(H/2) > 0.2$ の高周波数領域では、2次元角柱のパワースペクトル密度とよく一致する。したがって $nB/\bar{U}(H/2) > 0.2$ の高周波数領域では、(4.4.2.5) 式の関数 f_3 は、流れの状態や角柱の形状 (アスペクト比) によらない普遍的関数となることが予想される。

$$\frac{S_p(n)}{\rho^2 \cdot \bar{U} \left(\frac{H}{2} \right)^3 \cdot B} = f_3 \left(\frac{nB}{\bar{U} \left(\frac{H}{2} \right)} \right) \quad (4.4.2.5)$$

(10) 風上面の圧力変動のスケールは、2次元角柱の場合と同様、水平・鉛直方向とも乱れのスケールより大きい。また圧力変動のスケールは、圧力が作用する高さでの乱れのスケールによって定まる。

(11) 側面の圧力変動のスケールは、迎角 80° までは2次元角柱の場合より大きい、迎角 90° 以上では2次元角柱の場合の方が大きい。これは、迎角 80° までは側面の圧力変動には風上の乱れの影響が大きく、そのため乱れのスケールの大きい境界層流の場合の方が圧力変動のスケールは大きくなるが、迎角 90° 以上では角柱の後流に発生する渦の影響も大きくなり、そのため渦の発生が著しい2次元角柱の方が圧力変動のスケールが大きくなるためであると考えられる。

また迎角 135° 付近における圧力変動のスケールは、境界層流の方が一様乱流中にある3次元角柱の場合よりは大きい。これは(8)で述べたように境界層流の場合には、迎角 135° の場合においても、角柱の後流に周期的交番渦が発生することによるものである。

なお、側面の風上端の圧力変動を基準とした相互相関係数の分布は、2次元角柱の場合とほぼ相似となった。

(12) 迎角 180° の背面の圧力変動も、境界層流の場合風上の乱れの影響を強くうけるため、圧力変動のスケールは2次元角柱の場合より大きい。

(13) 両側面の圧力変動の相互相関係数は、アスペクト比が大きくなるにつれ2次元角柱の場合に近づく。

一方風上面と背面の間の相互相関係数は、2次元角柱の場合よりはかなり大きい。これは、境界層流の場合、背面の圧力変動が風上から近づいてくる乱れの影響を強くうけるからである。

(14) 境界層流中の角柱に作用する圧力変動は、以上に述べたように、風上面ばかりでなく側面や背面の場合にも、風上から近づいてくる乱れの影響が大きい。特に低周波数領域での圧力変動の主要因は、風上から近づいてくる乱れであるといえる。この原因は、境界層流の方が乱れのスケールが大きいこと及び流速勾配の影響によって交番渦の発生が抑えられることにより、相対的に風上から近づいてくる乱れの比重が増すことにあると考えられる。

(15) 流速変動と圧力変動を結ぶ線形変換子、流速-圧力アドミッタンスは、風上面の中央点に関しては、その位置での流速を基準とした場合2次元角柱の結果とよく一致する。したがって、中央点に関する流速-圧力アドミッタンスは、流れの性状や角柱の形状によらず、 $nB/\bar{U}(z)$ の

普遍的関数として (4.4.3 9) 式で表わすことができる。

$$|x_{up}(z, n)|^2 = \frac{1}{\left\{ 1 + 20 \left(\frac{nB}{\bar{U}(z)} \right)^2 \right\}^{\frac{2}{3}}} \quad (4.4.3 9)$$

また角柱の頂部へ向かうにつれて，流速－圧力アドミッタンスの高周波数領域での減少勾配が大きくなる。

(16) 境界層流の場合でも，圧力変動の確率密度分布は，一様乱流の場合と同様，風上面，側面，背面を問わず再付着点付近を除けば，流速変動の高次項を考慮した準静的理論によって表わすことができる。

(17) 側面の再付着点近傍の圧力変動の非定常性は，境界層流の場合は更に一層強められる。そのため，その付近の圧力変動の確率密度分布は，きわめて尖度，歪度の大きい分布となる。

参 考 文 献

- 1) Davenport, A.G. and N. Isymov: The Application of the Boundary Layer Wind Tunnel to the Prediction of Wind Loading, 2nd Internat. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, Ottawa, Canada, September, 1967, pp.210~230.
- 2) Ellis, N.: A New Technique for Evaluating the Fluctuating Lift and Drag Force Distributions on Buildings Structures, Proc. 4th Internat. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, Heathrow, 1975, pp.527~536.
- 3) 大熊武司, 金谷昭男; 高層建築物の風による振り振動に関する研究一その3, 角柱側面に作用する変動風圧力の性状, 日本建築学会論文報告集, 第269号, 1978, pp93~100.
- 4) Jensen, M. and N. Frank: Model-Scale Tests in Turbulent Wind, Part I and Part II, The Danish Technical Press, Copenhagen, 1963.
- 5) Frank, N.: Model Law and Experimental Techniques for Determination of Wind Loads on Buildings, Proc. 1st Internat. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, Teddington, 1963, pp.181~196.
- 6) Counihan, J.: A Improved Method of Simulating an Atmospheric Boundary Layer in a Wind Tunnel, Atmospheric Environment, Vol. 3, 1969, pp.197~214.
- 7) Counihan, J.: Simulation of an Adiabatic Urban Boundary Layer in a Wind Tunnel, Atmospheric Environment, Vol. 7, 1973, pp.673~689.
- 8) Cook, N.J.: On Simulating the Lower Third of the Urban Adiabatic Boundary Layer in a Wind Tunnel, Atmospheric Environment, Vol. 7, 1973, pp.691~705.
- 9) Cook, N.J.: Wind Tunnel Simulation of the Adiabatic Atmospheric Boundary Layer by Roughness, Barrier and Mixing-Device Methods, Jour. Industrial Aerodynamics, Vol. 3, 1978, pp.157~176.

- 10) Cermak, J.E.: Physical Modeling of the Atmospheric Boundary Layer (ABL) in Long Boundary-Layer Wind Tunnels (BLWT), Workshop on Wind Tunnel Modeling Criteria and Techniques in Wind Engineering Applications, National Bureau of Standards, 1982, II. 2.
- 11) Standen, N.M.: A Spire Array for Generating Thick Turbulent Shear Layers for Natural Wind Simulation in Wind Tunnels, Technical Report LTR-LA-94, National Aeronautical Establishment, Ottawa, Canada, 1972.
- 12) Nikuradse, J.: Stromungsgesetze in rauhen Rohren, Forschg. Arb. Iny-Wes No. 361, 1933.
- 13) Jackson, P.S.: On the Displacement Height in Logarithmic Velocity Profile, Jour. Fluid Mech., Vol.111, 1981, pp.15~25.
- 14) Davenport, A.G.: The Relationship of Wind Structure to Wind Loading, Proc. 1st Internat. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, Teddington, 1963, pp.53~102.
- 15) Schlichting, H.: Boundary Layer Theory, 7th Ed., McGraw-Hill, 1979.
- 16) Counihan, J.: Adiabatic Atmospheric Boundary Layers: a Review and Analysis of Data from the Period 1880-1972, Atmospheric Environment, Vol. 9, 1975, pp.871~905.
- 17) Elliott, W.P.: The Growth of the Atmospheric Internal Boundary Layer, Amer. Geophy. Union Trans, Vol. 39, 1958.
- 18) Antonia, R.A. and Luxton, R.E.: The Response of a Turbulent Boundary Layer to a Step Change in Surface Roughness, Part 2 Rough to Smooth, Jour. Fluid Mech. Vol. 53, 1972.
- 19) 藤本盛久, 大熊武司, 赤木久真, 田村哲郎, 犬木弘志; 風の流況に及ぼす地表面粗度ならびに地形の影響に関する研究, 第6回風工学シンポジウム論文集1980, pp45~52.

- 20) Laufer, J.: The Structure of Turbulent Flow in Fully Developed Pipe Flow, Nat. Adv. Ctee Aero., Wash., Rep. No. 1174.
- 21) Kovaszny, L.S.G., V. Kibens and R.F. Backwelder: Large-Scale Motion in the Intermittent Region of a Turbulent Boundary Layer, Jour. Fluid Mech., Vol. 41, 1970, pp.283~325.
- 22) Blackwelder, R.F. and L.S.G. Kovaszny: Time Scales and Correlations in a Turbulent Boundary Layer, The Physics of Fluids, Vol. 15, 1972, pp.1545~1554.
- 23) 塩谷正雄；強風の性質，開発性
- 24) Brown, G.L. and A.S.W. Thomas: Large Structure in a Turbulent Boundary Layer, The Physics of Fluids, Vol. 20, 1977, pp.234~252.
- 25) 石崎潑雄，河井宏允；高層建築物に作用する風圧力について—大阪ブラザでの風圧観測結果， JSSC, Vol. 12, No. 115, 1978, pp.66~72.
- 26) Dalglish, W.A.: Statistical Treatment of Peak Gusts on Cladding, Jour. Structural Division, ASCE, Vol. 97, 1971, pp.2173~2187.

第5章 実物高層建築物の壁面に作用する圧力

—大阪ホテルプラザにおける風観測—

5.1 序

本章では前章までに示した風洞実験結果によって明らかにされた圧力の性状が、実際の建物の壁面に作用する圧力の性状と一致するかどうかを、大阪ホテルプラザにおける壁面圧力測定結果と風洞実験結果を比較することによって検討する。

実物高層建築物に作用する圧力の実測は、既に今から約50年以上も前に、エンパイヤースタートビルで J.C.Rathbun¹⁾ によって最初の実測が行なわれて以来、現在に至るまで、C.W.Newberry,^{2),3),4)} W.A.Dalglish,^{5),6),7)} 松井源吾等⁸⁾ の数多くの研究者によって行なわれてきた。^{9),10)}そして、それらの結果は、(1)風洞実験と実物との相似則、(2)風の乱れによる建物の振動、(3)局部圧力の性状、等の問題の解明に重要な示唆を与え、現在の風洞実験法や動的耐風設計の発端となるとともに、将来研究しなければならない耐風設計上の問題点を示した。しかしながら、実物建築物における測定は技術上の困難が大きくなかなか質の良いデータが得られないことや、自然風の性状そのものがきわめて複雑であり、また実測される建物の形状や建設地点の状況等も、個々の実測によってかなり異なっており、これまで得られた結果のみから普遍的な結果を得ることは無理で、より一層の実測が必要であると思われる。

筆者等も10年程前、大阪ホテルプラザで圧力と風速の同時観測を行った。^{1),2)} 残念ながら強風が吹く機会が少なく、十分なデータは得られなかったが、それでも過去の風洞実験結果では示されていない、圧力変動の重要な性状を明らかにすることができ、その後の研究に大いに役立った。

大阪ホテルプラザは、これまで観測が行なわれてきた多くの高層建築物と違い、平面が細長い長方形である。したがって、観測は主に、(1)建物側面の隅角部における局部圧力の性状を調べることで、(2)建物の風上面での圧力変動の性状とその水平方向の広がり明らかにすること、の2点に重点をおいて行った。(1)はガラス等の外装材の設計にとって重要であり、(2)は建物全体の応答を評価するうえで重要である。

以下、大阪ホテルプラザにおける圧力測定の概要と結果について述べ、前章まで述べた風洞実験結果と比較する。

5.2 観測の概要

大阪ホテルプラザは、図 5.2.1 に示したように、国鉄大阪駅の西方約 300 m の市街地に建つ地上 22 階建の高層建築物である。その周囲 1 km 以内には、観測当時高さが 30 m を越える建物は隣接した大阪タワー以外ほとんど存在しなかった。

写真 5.2.1 及び図 5.2.2 に示したように、ホテルプラザは、東西方向に細長い衝立状の高層建築物で、その平面寸法は、4 階以下が $35\text{ m} \times 114\text{ m}$ 、5 階以上が $15\text{ m} \times 88\text{ m}$ である。地上から屋上までの高さは 77 m である。ホテルプラザに隣接して、6 階建の ABC センターと、高さ 160 m の大阪タワーが建っている。

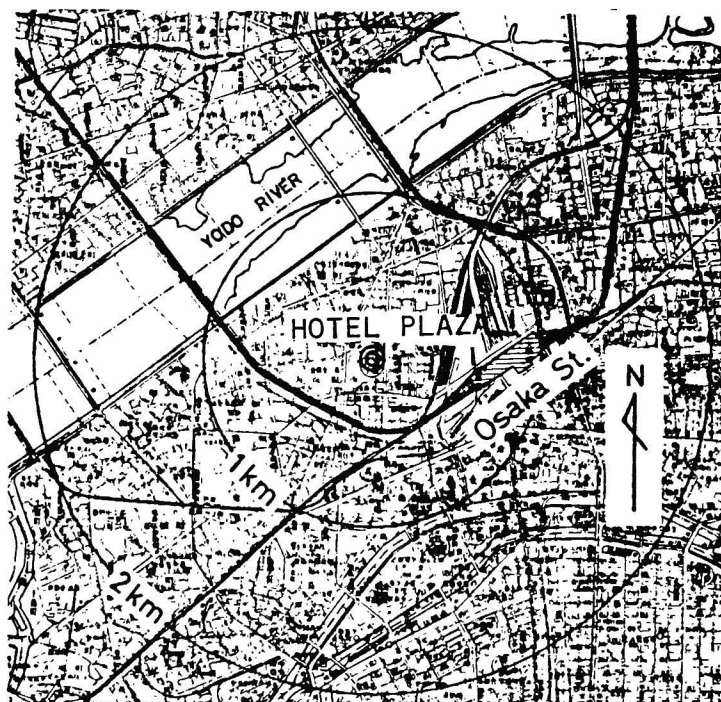


図 5.2.1 大阪ホテルプラザの周辺



写真 5. 2. 1 大阪ホテルプラザ（中央）と大阪タワー（左）

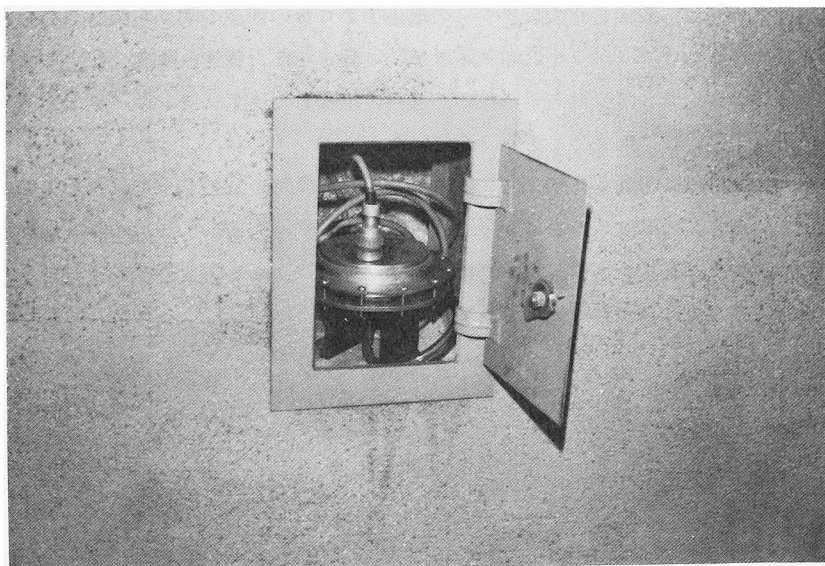


写真 5. 2. 2 壁面に埋め込まれた圧力計

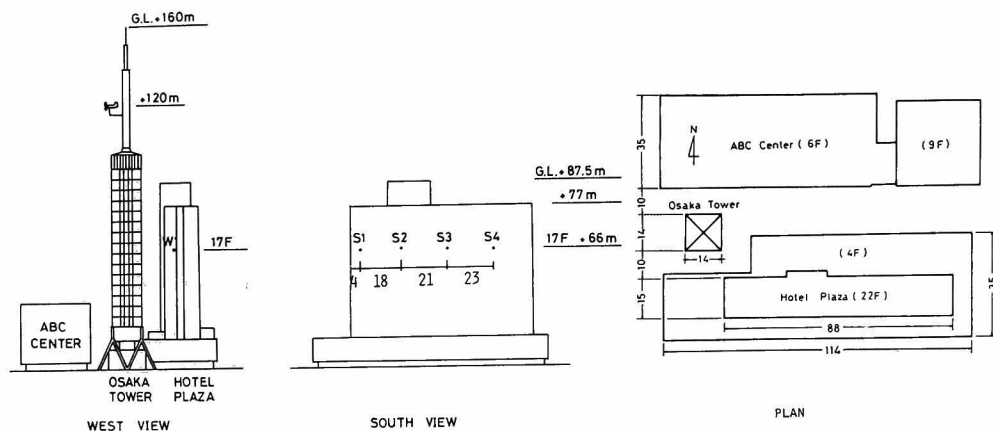


図 5.2.2 大阪ホテルプラザ立面図及び平面図

圧力の測定は、図 5.2.2 に示したように、ホテルプラザ 17 階、地上高さ 66 m の西壁面 1 点と南壁面 4 点の計 5 点で行った。壁面に作用する圧力は、壁面にあけた内径 1 cm の穴からビニールチューブで Newberry タイプの歪ゲージ式圧力計 (WPS-25) に導びき、測定室内の圧力との差圧を測定した。圧力計の設置状況を写真 5.2.2 に示した。

基準流速及び風向は、隣接した大阪タワーの地上 120 m の西南の隅から突き出した長さ約 2 m の棒の先端に設置したプロペラ型風向風速計により測定した。流速、風向、圧力のすべての信号は、ホテルプラザ地下 3 階の計測室に集め、適当に増幅した後データレコーダによって記録した。なお圧力計の零点は、無風時のデータを用いた。

解析に用いた記録は、昭和 50 年 2 月 21 日の冬期季節風時のもの (平均流速約 16 m/sec 風向は西) と、同年 8 月 23 日の台風 6 号通過時のもの (平均流速約 18 m/sec, 風向は南から南西) である。データレコーダに記録された圧力等の信号は、A/D 変換器によって 0.05 秒ごとにデジタル化した後、電子計算機によって解析した。

注 1) Newberry タイプの圧力計は、本来壁面に直接取りつけて圧力を測定する様設計されている。しかし今回の測定では、圧力計を予め取りつけられなかったので、それを通常の差圧計として使用するため、写真 2 に示したように、受圧面の外側に外圧導入層をつくり、そこへビニールチューブで圧力を導入した。

5.3 解析結果と考察

5.3.1 圧力変動の一般的性状

風が西壁面に対し約 1° 南から吹いているときの圧力変動の様子を図 5.3.1 に示した。今後図 5.3.1 に示したように、西風の場合を迎角 0° として、反時計方向を正として迎角を示すことにする。したがって、図 5.3.1 の場合の迎角は 1° である。風上面にあたる西壁面 W1 における圧力は、当然のことながら正圧で、その変動状態は流速変動と同様に緩やかである。一方、南面の圧力は負圧であり、その変動は W1 の圧力変動と比較するとかなり急激である。特に、南面の最西端 S1（最も風上側の測点）では、かなり大きな負圧の変動が観察され、この付近がいわゆる局部負圧領域に入っていることがわかる。しかしこの負圧の変動は、風下側へ向かうにしたがって、すなわち S2, S3, S4 の順に急激に減少する。したがって局部負圧領域の広がりはいまより大きくないといえる。また S1 における負圧変動は、短周期の変動を除けば、W1 の正圧変動とかなりの相関がある。これらの圧力変動の特徴は、1, 3, 4 章で示した角柱の風上面及び側面の圧力変動の特徴ときわめてよく一致している。

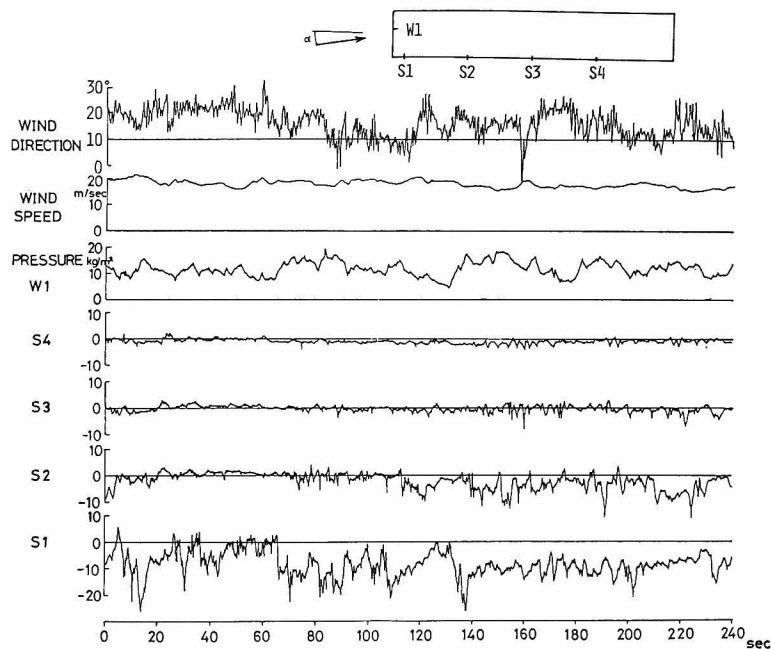


図 5.3.1 圧力変動記録(1), $\alpha \approx 1^\circ$

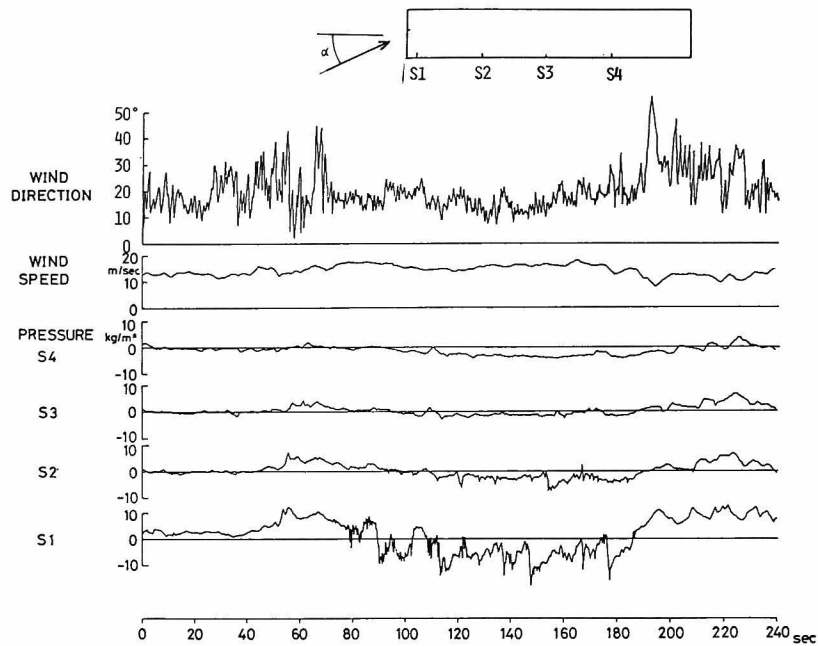


図 5.3.2 圧力変動記録(2), $\alpha \approx 2^\circ$

図 5.3.2 は、風が図 5.3.1 よりさらに 10° 南から吹いた場合、即ち迎角 20° の場合の圧力変動のトレースであるが、このわずかな風向の違いによって、南面に作用する圧力変動の様子が大きく変化することがわかる。即ち、南面に作用する圧力は、特に正圧、時には負圧となる。そして、それにもとない圧力変動も緩やかなものから急激なものへと移行する。

この圧力変動の非定常性の要因を調べるため、一分間ごとの平均圧力係数を計算し、その変化を風向の変化とともに図 5.3.3 に示した。図 5.3.3 より、1 分間ごとの平均圧力係数が、ほぼ風向の変化とともに変動することがわかる。したがって、このような圧力変動の非定常性が、長周期の風向変動に起因していることがわかる。

このような圧力変動の非定常性は、4 章で述べた境界層流中の角柱の側面の圧力変動にも明瞭に認められた。その場合、圧力変動の非定常性が最も著しくなるのは再付着点の近傍であった。したがって、迎角 20° の場合には、S1 が再付着点の近傍付近にあたるのではないかと考えられる。また、4 章で示した圧力変動の記録からは、一見しただけでは、上に述べたような圧力変動の非定常性と風向変化の関係はわからない。この原因は、大阪ホテルプラザの場合、建物の見付巾が 15 m ときわめて小さく、自然風の乱れのスケールとの比 B/L_x が、4 章で述べた境界層の場合よりかなり小さくなるために、このような風向変化の影響がよりはっきりとした形で現われたのではないと思われる。

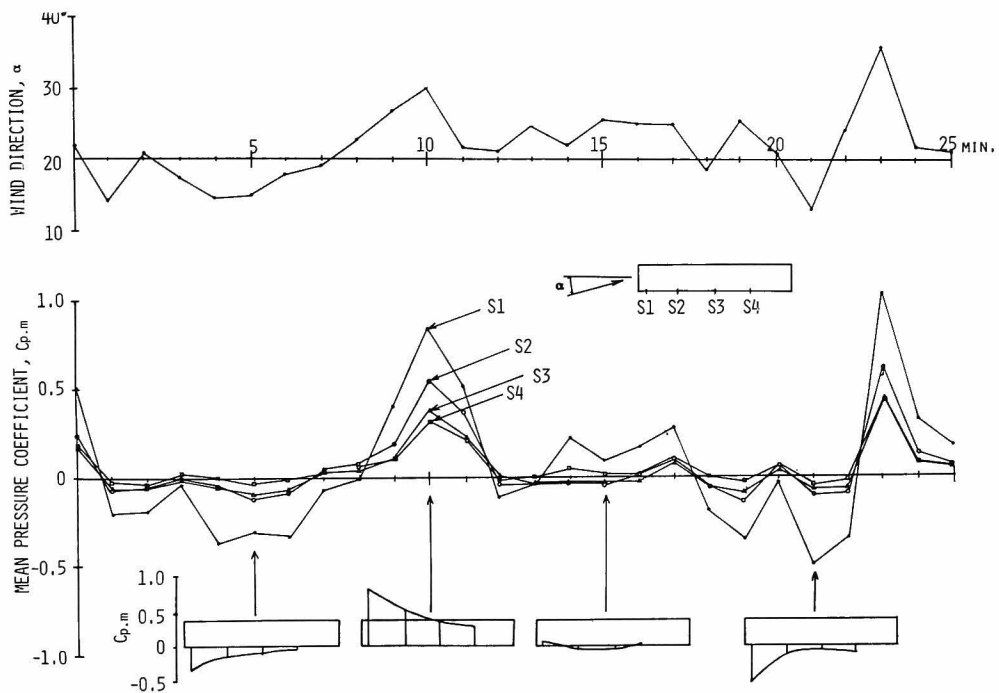


図 5.3.3 平均圧力係数の時間変化

5.3.2 圧力係数

壁面に作用する圧力の時間平均的性質を調べるため、1分ごとに平均、変動、最大、最小圧力係数を計算し、それらを30個(30分間)あるいは60個(1時間)ごとに平均し、その平均値と標準偏差を図5.3.4、5.3.5、5.3.6に示した。図は、平均値が丸印、標準偏差が丸印の上下に突き出ている線の長さで示されている。

なお各圧力係数の算定の際の基準流速は、大阪タワーの地上120mのプロベラ風速計の値を用いた。平均流速には鉛直方向にプロファイルが存在するので、この基準流速は、本来なら、圧力を測定した位置、即ち地上66mの位置での平均流速より大きくなるはずである。(もし平均流速分布が指数 $\frac{1}{4}$ の指数分布であるとすれば1.16倍となる。)しかし、平均圧力係数の算定結果から推定すると、この基準流速は必ずしも、66mの位置での平均流速より大きいといえない。特に南風の場合、平均圧力係数は1.0を越える場合もあることから、基準流速の方が66mの位置での流速より若干小さいのではないかと考えられる。このように基準流速が小さくなる要因は、多分流速計の取り付け位置が十分タワーから離れていなかったことにあると考えられる。特に南風の場合、流速計がタワーの風上側にあたるためタワーによって相当風が遮蔽され、正確な流速値が得られなかったものと思われる。しかし、流速の測定を行ったのはこの点のみであるので、本解析では、上記のような欠点はあっても、大阪タワーの120mでの流速を基準流速として用

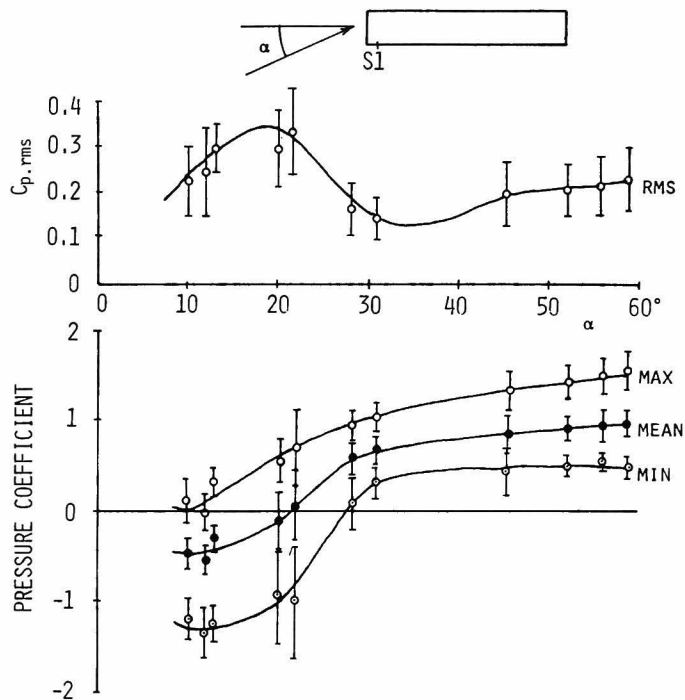


図 5.3.4 圧力係数と迎角の関係, S1

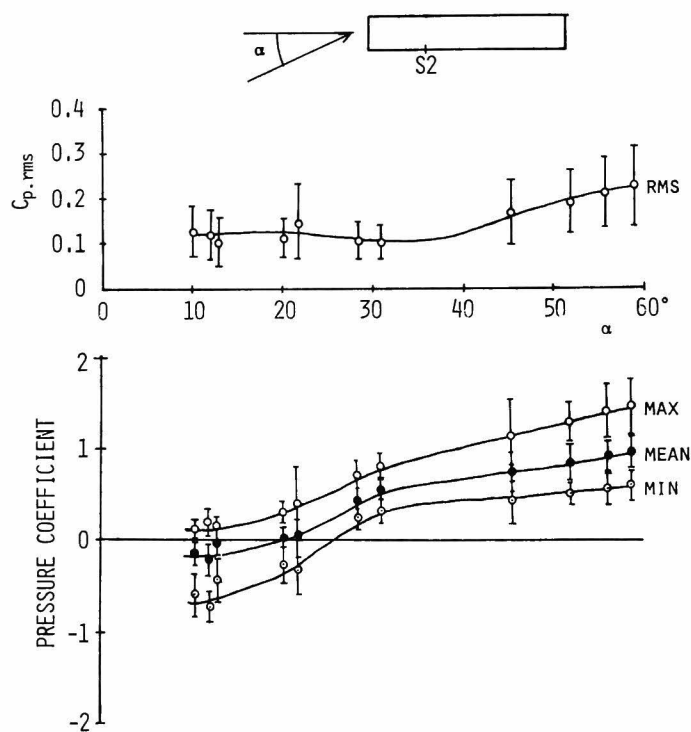


図 5.3.5 圧力係数と迎角の関係, S2

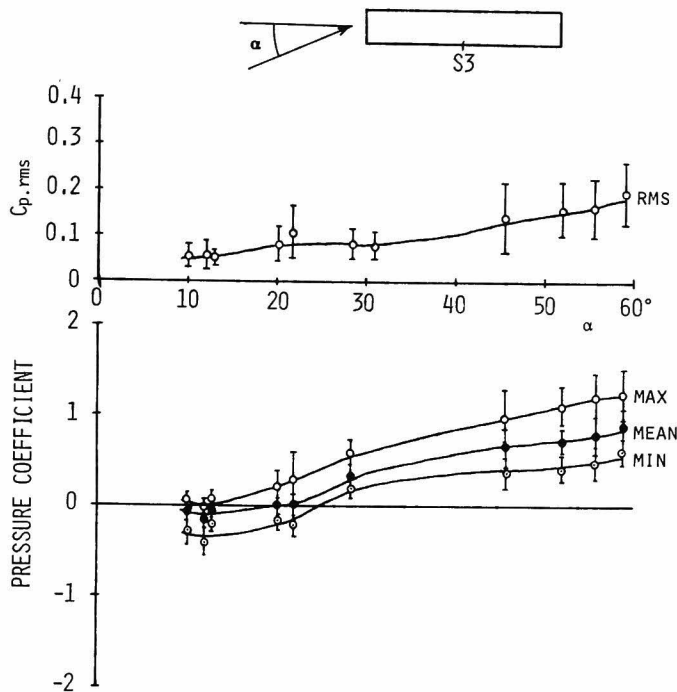


図 5.3.6. 圧力係数と迎角の関係, S 3

いることにした。

前項の図 5.3.3 に示したように、南面の各測点での平均圧力係数は、西面に対し約 20° 南へ傾むいた風向、即ち $\alpha = 20^\circ$ 付近で負から正へ転じる。

$\alpha = 10^\circ$ 付近における平均圧力係数の分布は、南面の最西端 S 1 で -0.4 と最も小さく、風下へ向かうにしたがって圧力は回復し、S 3, S 4 付近ではほぼ零となる。一方、最小圧力係数は S 1 で -1.2 程度で、平均圧力係数の約 3 倍で S 2 でも -0.7 程度である。しかも S 1 の場合には、平均圧力係数が零付近の $\alpha = 20^\circ$ においても、最小圧力係数が -1.0 と小さいのが注目される。

$\alpha = 60^\circ$ 付近における平均圧力係数は、各測点とも 0.9 程度でほぼ一様に分布する。最大圧力係数は約 1.5 で、 $\alpha = 10^\circ$ 付近の S 1 における最小圧力係数の絶対値よりやや大きい。

変動圧力係数は、 $\alpha = 10^\circ \sim 20^\circ$ 付近の S 1 における値が約 0.3 と最も大きい。この付近は、図 5.3.4 に示したように、平均圧力係数の勾配が最も大きい迎角に相当する。

次に上記で述べた圧力係数の特徴と、角柱に作用する圧力の特徴を比べてみよう。図 5.3.7 は、 $\alpha = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ における圧力係数分布を、1 章で示した辺長比 3 の 2 次元角柱の場合と比較したものである。図中の実線、点線及び一点鎖線が、2 次元角柱の平均、変動及び最小圧力係

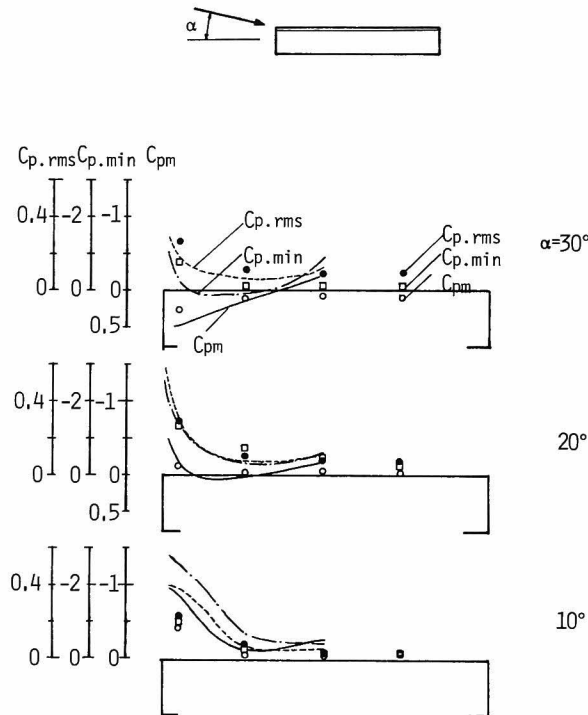


図 5.3.7 圧力係数分布，○ $C_{p,m}$ □ $C_{p,min}$ ，● $C_{p,rms}$ ，
実線，破線，1点鎖線は2次元角柱 ($D/B=3$)

数を示している。圧力分布の比較は，1章で述べたように，角柱の奥行きよりも巾の方が重要な長さであると考えられるので，角柱の巾を基準として行っている。実物建物の方が，2次元角柱の場合より，若干風下側での圧力の回復が少ないことを除けば，各圧力係数とも，ほぼ2次元角柱の場合と対応した分布になっているといえる。

5.3.3 圧力変動のパワースペクトル密度

前項で述べた圧力変動の強さが，どのような周波数領域に分布しているかを考えてみよう。図 5.3.8, 5.3.9, 5.3.10 は，南面及び西面における各測点に作用する圧力変動の規準化パワースペクトル密度を示したものである。図 5.3.8～5.3.10 の横軸は，建物の巾 B （西風の場合 15 m ，南風の場合 8.8 m ）を基準とした無次元周波数 nB/\bar{U} を示している。

風上面のパワースペクトル密度は， $nB/\bar{U} = 0.2 \sim 0.4$ より低周波数領域では，周波数の $-5/3$ 乗に比例して減少するが，それより高周波数領域では $-5/3$ 乗よりもパワースペクトルの減少勾配が急であり，測点によっては -3 乗以上に達する。またスペクトルの減少勾配は，よどみ点付近の方が建物の端近くの点より急である。

これらの傾向は、1, 3, 4章で述べた角柱風上面の圧力変動の測定結果とよく一致している。1章で述べたように、風上面のよどみ点に作用する圧力変動のパワースペクトルは、流速変動のパワースペクトルに(5.3.1)式の流速-圧力アドミッタンスを乗じることによって評価することができる。

$$|\chi_{up}(n)|^2 = \frac{1}{\left\{ 1 + 2.0 \left(\frac{nB}{U} \right)^2 \right\}^{\frac{2}{3}}} \quad (5.3.1)$$

流速変動のパワースペクトル密度が高周波数領域で $-5/3$ 乗則に従うと仮定し、(5.3.1)式によって圧力変動のパワースペクトル密度を計算し、図5.3.8, 5.3.9中に実線で示した。図5.3.9の西面の場合、(5.3.1)式より計算される値より、観測値は若干小さくなるものの、全体的にはよく一致しており、実物の場合にも同様の評価法が有効であることがわかる。

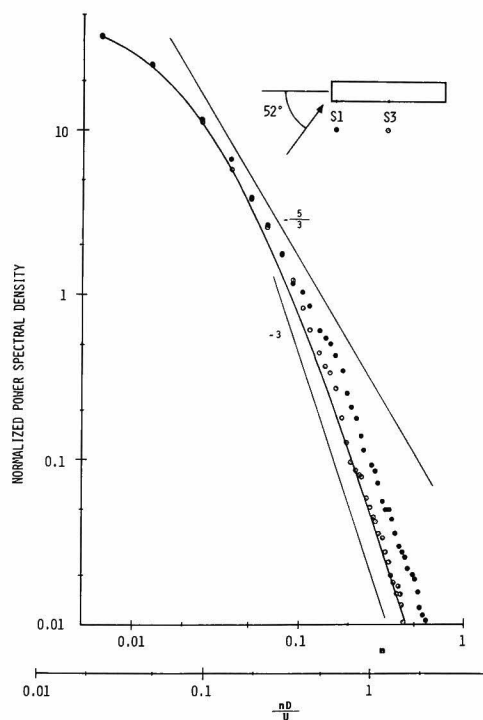


図 5.3.8 圧力変動のパワースペクトル密度
(正圧)
実線は(5.3.1)式に基づいたパ
ワースペクトル密度

一方、側面に作用する負圧変動のパワースペクトル密度は、図5.3.10に示したように、無次元周波数 $nB/U=0.05 \sim 0.5$ の範囲ではスペクトルの減少が緩やかで、風上面の場合より、変動のパワーが大きい。このような傾向は、1, 3, 4章で示した角柱の側面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度の場合にも認められた。しかし、実物の方がスケール比 B/L_x が小さいため、低周波数領域でのパワースペクトル密度は1, 3, 4章の場合より、更に流速変動のパワースペクトル密度に近い形をもっている。特に低周波数領域では、側面の圧力変動のパワースペクトル密度も、周波数の $-5/3$ 乗にしたがって減少している。

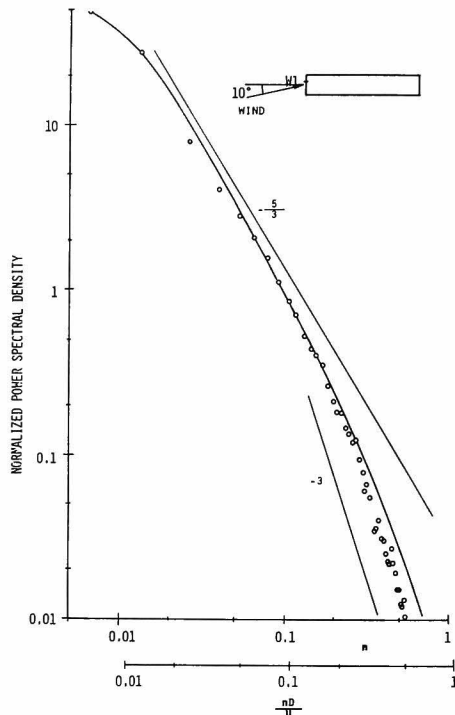


図 5.3.9 圧力変動のパワースペクトル
密度，正圧

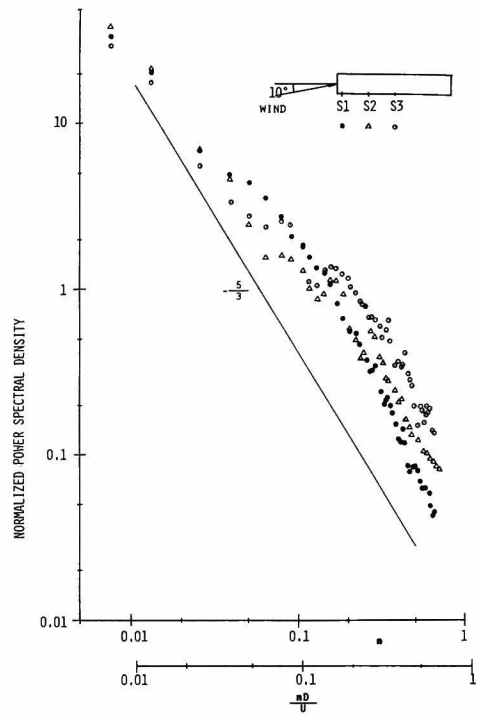


図 5.3.10 圧力変動のパワースペクトル
密度，負圧

5.3.4 圧力変動の相互相関係数

1,3,4章で述べたように，角柱表面に作用する圧力変動の性状は，風上から風下へと移動する。実物の建物の壁面に作用する圧力変動も，Newberry 他⁴⁾，J.D.Holmes 等³⁾の実測により，風上から風下へと移動することが確かめられている。本観測でも，図 5.3.2 に示した圧力変動のトレースから，そのような現象が存在することが認められた。この現象を詳しく調べるため，各測点間の時空間相互相関係数を計算し図 5.3.11，5.3.12 に示した。

図 5.3.11 は，平均圧が正圧の場合の測点 S2 を基準点とした時空間相互相関係数を示したものである。1,3,4章の場合と同様，時空間相互相関係数はある時間遅れで最大となり，しかもその時間遅れが測点間の距離が大きい程大きい。したがって，この迎角 ($\alpha = 28^\circ$) においては，圧力変動は明らかに風上から風下へ移動しているといえる。

一方図 5.3.12 は，大きな局部負圧が生じた $\alpha = 13^\circ$ の場合の，測点 S3 を基準点とした圧力変動の時空間相互相関係数である。図 5.3.11 と比べると相互相関係数の値も小さくまた形も複雑であるが，この迎角の場合でも，相互相関係数はある時間遅れで最大となり，その時間遅れが測点間の距離とともに増大するところから，負圧の場合でも圧力変動の性状が風上から風下へ移動していることがわかる。

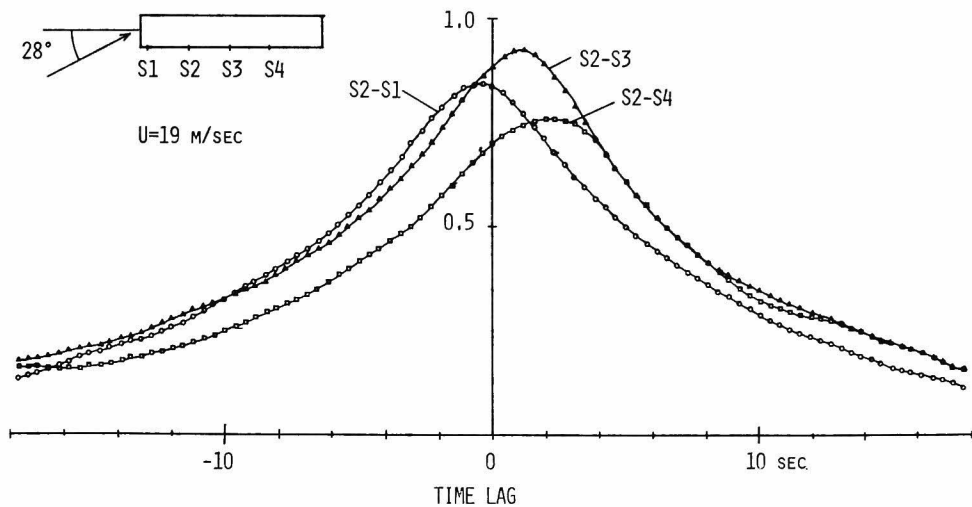


図 5.3.1 1 圧力変動の時空間相互相関係数，正圧

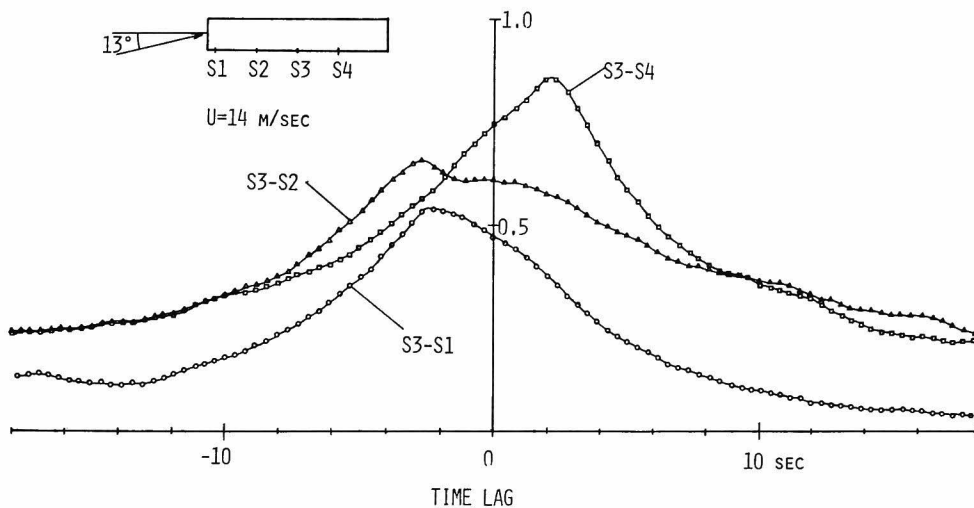


図 5.3.1 2 圧力変動の時空間相互相関係数，負圧

測点間の距離を，圧力変動の時空間相互相関係数が最大となる時間遅れで割った値は，圧力変動の平均移動速度を表わしている。図 5.3.1 3 は，圧力変動の移動速度と基準流速の比と迎角の関係を示したものである。図中の実線は，1 章で述べた 2 次元角柱の場合を示している。迎角 50° 以上の風上面の圧力変動の移動速度は，迎角の増大とともに急激に増大する。また移動速度は，風上側（S2 - S3）より風下側（S3 - S4）の方が小さい。これらの定性的な傾向は，1 章で述べ

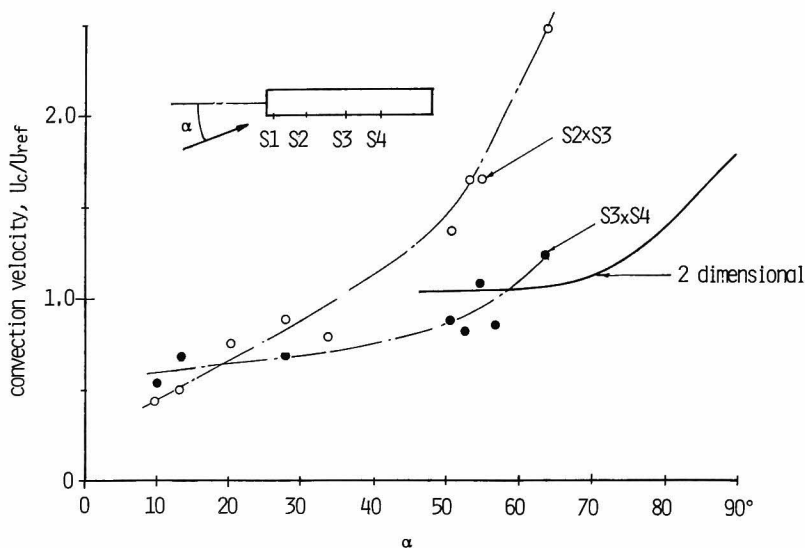


図 5.3.13 圧力変動の移動速度，実線は 2 次元角柱の場合

た 2 次元角柱と同様ではあるが，移動速度が増加しはじめる迎角の値及び移動速度の大きさは，2 次元角柱の場合とはかなり異っている。迎角 35° 以下では，移動速度はほぼ一定となり，測点の位置による移動速度の差も大きくない。

上述した圧力変動の移動速度がどの程度のスケールの圧力変動にまで認められるか，また圧力変動のスケールによって移動速度がどのように変化するかを調べるため，圧力変動の周波数別位相差を計算し図 5.3.14，5.3.15 に示した。

もし移動速度が全周波数にわたって一定であれば，周波数別位相差は，1 章で示したように，原点を通る直線で表わされる。図 5.3.14，5.3.15 中の実線は，図 5.3.13 によって得られた圧力変動の平均移動速度から位相差を示している。

図 5.3.14 で示した正圧の場合，測点間の距離 ξ を基準長さとした無次元周波数 $n\xi/\bar{U}$ が 0.3 までは実線と一致するが，それより高周波数領域では，位相差は実線より大きい。したがって，正圧の場合には，スケールの大きい変動の方が，スケールの小さい変動より移動速度は大きい。なお，1 章で示した 2 次元角柱の場合，移動速度は，解析した周波数の範囲内 ($n\xi/\bar{U} < 0.25$) ではほぼ一定となった。実測の場合でも， $n\xi/\bar{U} < 0.25$ の範囲内に限れば，移動速度はほぼ一定であるといつてよい。

一方，図 5.3.15 で示した負圧の場合，全周波数領域にわたって，位相差はほぼ実線と一致する。したがって負圧の場合には，すべてのスケールの圧力変動が一定の速度で移動すると考えてよい。

次に圧力変動の空間的な広がりについて考えてみる。図 5.3.16 は，迎角 0° 及び 2° の場合の側面の風上端 S1 を基準とした圧力変動の相互相関係数を示したものである。図中の実線は，辺

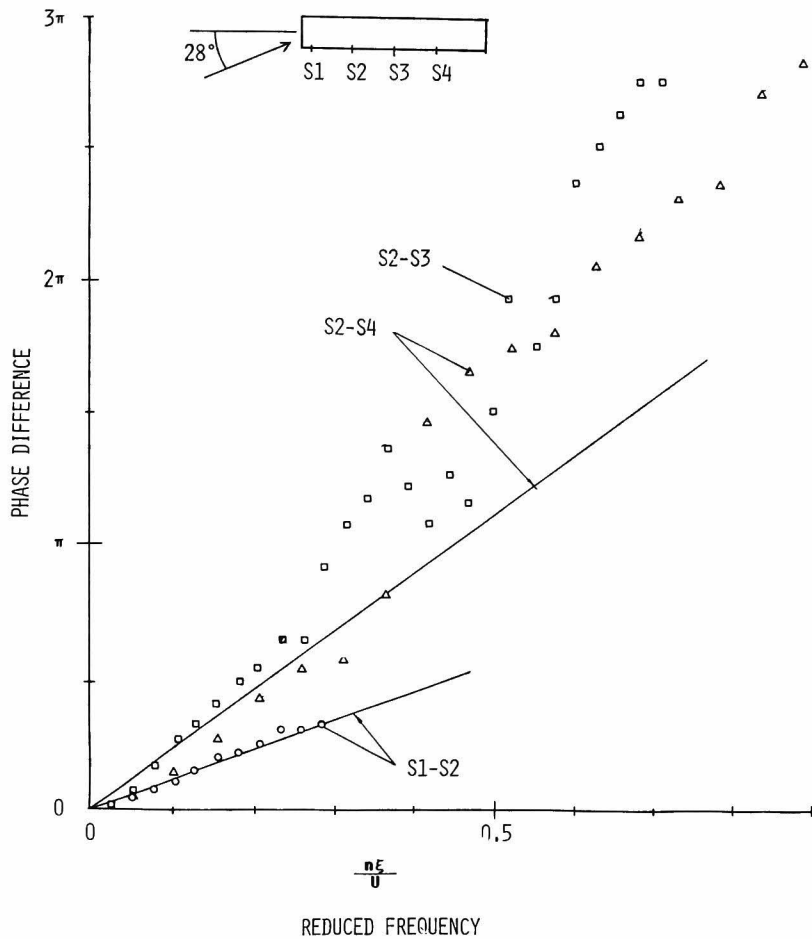


図 5.3.14 圧力変動の位相差, 正圧, 実線は時空間相互
相関係数より計算した位相差

長比 3 の 2 次元角柱の側面に作用する圧力変動の相互相関係数である。2 次元角柱に比べて、実物の方が相互相関係数は格段に大きい。4 章で述べたように、側面に作用する圧力変動の相互相関係数は、 B/L_X が小さい程大きくなるから、このような 2 次元角柱と実物の場合にみられる圧力変動のスケールの大きな差は、 B/L_X の差によると考えられる。ちなみに自然風の場合、 $L_X = 150\text{ m}$ とした場合、 $B/L_X = 0.1$ 程度となり、1 章の 2 次元角柱の場合の約 $1/10$ である。

このような圧力変動の空間的な広がりや迎角によってどのように変化するであろうか。図 5.3.17 は、風上端の測点 S1 を基準点とした相互相関係数が迎角によってどのように変化するかを調べたものである。正圧の場合 ($\alpha = 28^\circ$ 及び 59°) に比べて、負圧の場合 ($\alpha = 10^\circ$) には、距離の離れていない測点との相互相関係数がかなり小さい。最も相関係数が大きくなる迎角は、

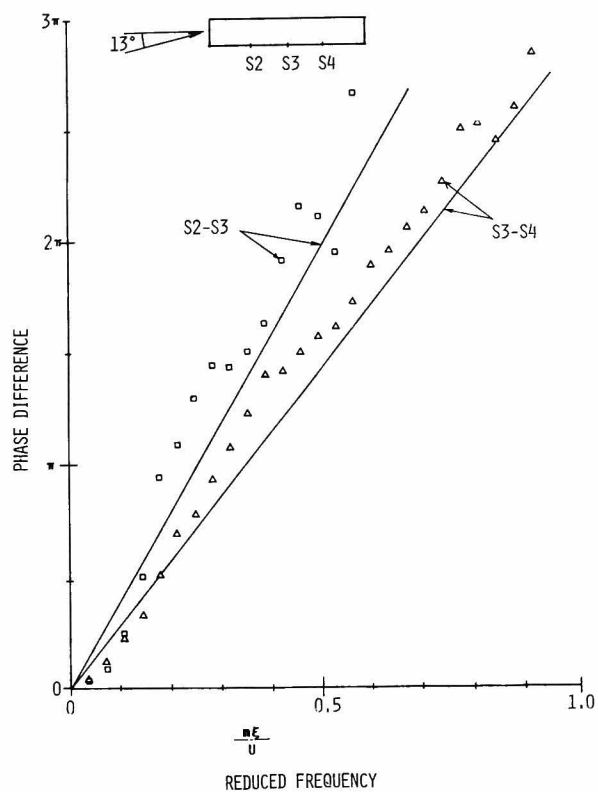


図 5.3.1 5 圧力変動の位相差，負圧，実線は時空間相互
相関から計算した位相差

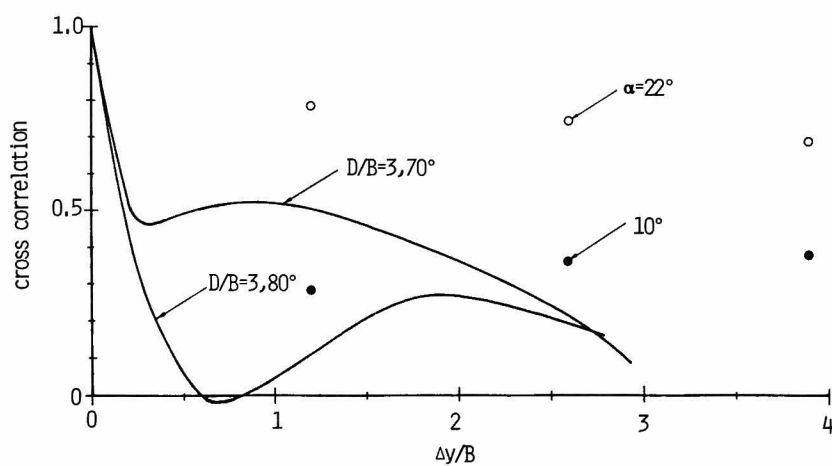


図 5.3.1 6 圧力変動の相互相関係数（S 1 基準），
実線は 2 次元角柱（ $D/B=3$ ，格子 1）

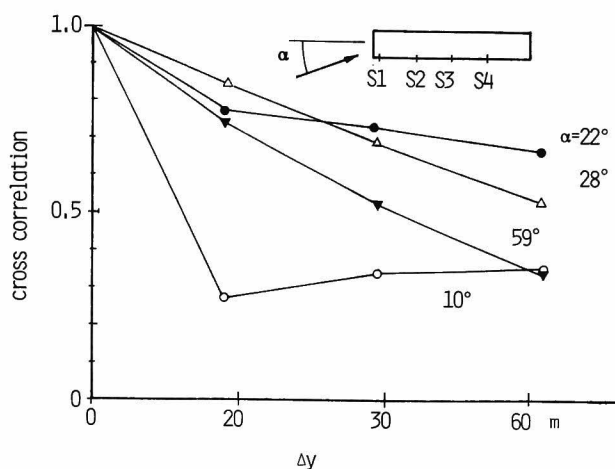


図 5.3.1 7 圧力変動の相互相関係数, S1 基準

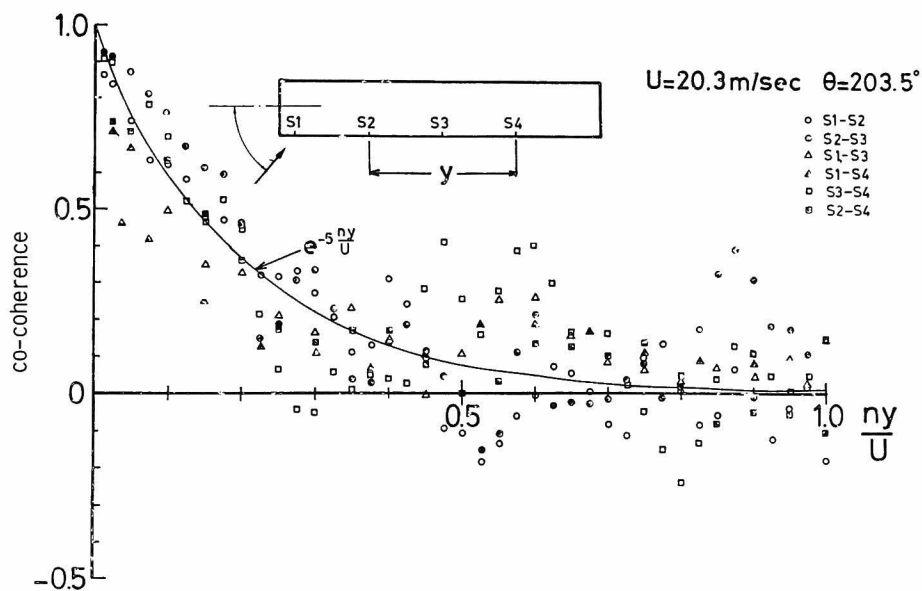


図 5.3.1 8 圧力変動コ・コヒーレンス, $\alpha = 6.6.5^\circ$

$\alpha = 2.0^\circ$ 付近である。この迎角は、5.3.1項で述べたように、圧力が負圧から正圧、正圧から負圧へと非定常に変動している迎角に相当する。

図 5.3.1 8 は、迎角 6.7° の場合の圧力変動のコ・コヒーレンスを示したものである。データにかなりバラツキが認められるが、実物の場合にも、風上面の圧力変動の水平方向のコ・コヒーレンスは、ほぼ無次元周波数 $n \xi / U$ の指数関数 (5.3.2) 式で表わすことができる。

$$C_o\left(\frac{n\xi}{U}\right) = e^{-c \frac{n\xi}{U}} \quad (5.3.2)$$

図 5.3.1 8 からわかるように、(5.3.2) 式のスケール係数 c は約 5 で、1,3,4 章で述べた風洞実験結果より若干大きい。

5.3.5 圧力変動の確率密度分布

圧力変動の確率密度分布は、圧力があるレベルにある度合を示す指標であり、5.3.2 ～ 5.3.4 項で述べた諸量と同様に、建物の耐風設計計算にとって重要な確率量の 1 つである。ところで 1,3,4 章で述べたように、圧力変動の確率密度分布を評価するための基礎となるのは、流速変動の確率密度分布である。4 章で述べた乱流境界層流の場合、高さが増すにつれて、流速変動の確率密度分布の歪度及び尖度の絶対値が増大したが、自然風の場合には、Counihan の研究でまとめられているように、かなり高いところに致るまで、流速変動の確率密度分布は正規確率密度分布に従う。⁴⁾ 本観測における流速変動の確率密度分布も、図 5.3.1 9 に示したように、ほぼ正規確率密度分布に仕上がっている。

1 章で述べた準静的理論によれば、流速変動の確率密度分布が正規確率密度関数で表わされる場合、圧力変動の確率密度分布は (5.3.3) 式で表わすことができる。

$$f_p(p) = \frac{1}{2\pi\sigma_u^2} \int_{B_L}^{B_U} \frac{1}{\sqrt{B^2 - 4AC}} \left\{ e^{-\frac{v_1^2}{2\sigma_v^2}} + e^{-\frac{v_2^2}{2\sigma_v^2}} \right\} e^{-\frac{u^2}{2\sigma_u^2}} du \quad (5.3.3)$$

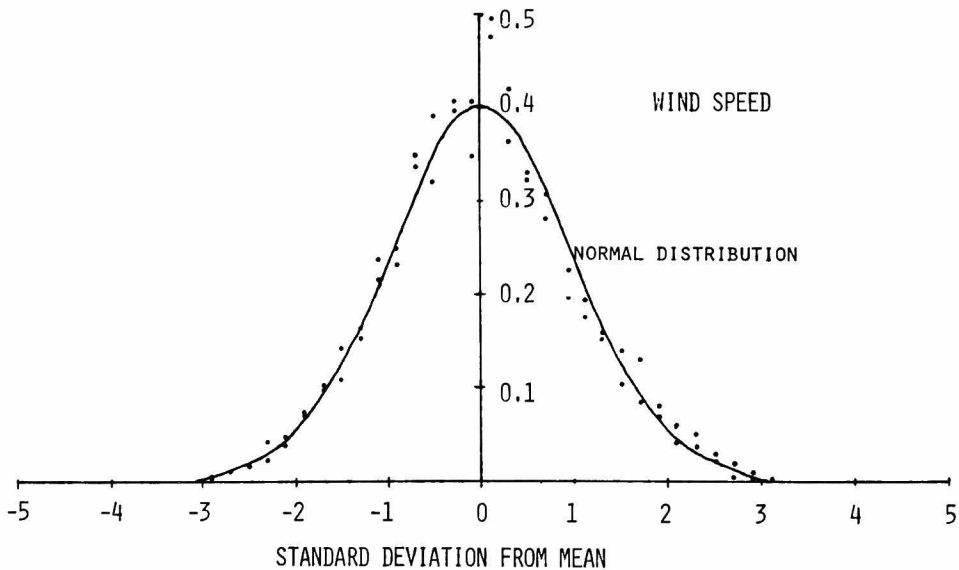


図 5.3.1 9 流速変動の確率密度分布

ここに $A = C_{p.m.}, B = \frac{\partial C_{p.m.}}{\partial \alpha} (\bar{U} + u), C = C_{p.m.} (2\bar{U}u + u^2 - \sigma_u^2 - \sigma_v^2) - \frac{2P}{\rho}$

$$v_1 = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}, \quad v_2 = \frac{-B - \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$$

である。また、 B_U, B_L は、 v 及び dv/dp が存在する u の上、下限である。

特に $\partial C_{p.m.}/\partial \alpha = 0$ の場合には、1章で示したように、(5.3.3)式の簡略式(5.3.4)式によって、圧力変動の確率密度分布を表わすことができる。

$$f_p(p) = \sqrt{\frac{\rho}{2(P+p)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_u} \cdot e^{-\frac{\left(-\sqrt{\frac{2\bar{P}}{\rho(1+I_u^2)}} + \sqrt{\frac{2(\bar{P}+p)}{\rho}}\right)^2}{2\sigma_u^2}} \quad (5.3.4)$$

ここに $I_u = \frac{\sigma_u}{\bar{U}}$ である。

図5.3.20は、迎角53°～67°の正圧変動の場合の確率密度分布を示したものである。図中の点線が正規確率密度分布、実線が(5.3.4)式に基づいた確率密度分布を表わしているが、1,3,4章で述べた角柱の場合と同様、実物においてもほぼ(5.3.4)式によって圧力変動の確率密度分布を表わしうることがわかる。実物建物に作用する圧力変動の確率密度分布がこのような偏った分布を示すことは、本観測だけでなく、松井他⁹⁾及び藤本他¹⁵⁾、武田他¹⁶⁾等の観測結果にも認められ、正圧変動に対しては(5.3.4)式によって圧力変動の確率密度分布が近似できることが確かめられている。

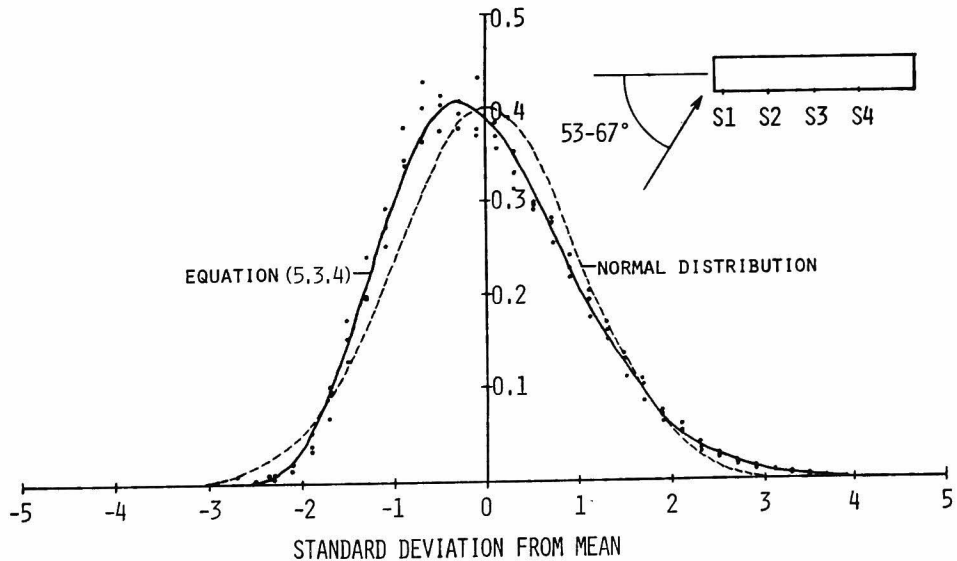


図5.3.20 圧力変動の確率密度分布，正圧

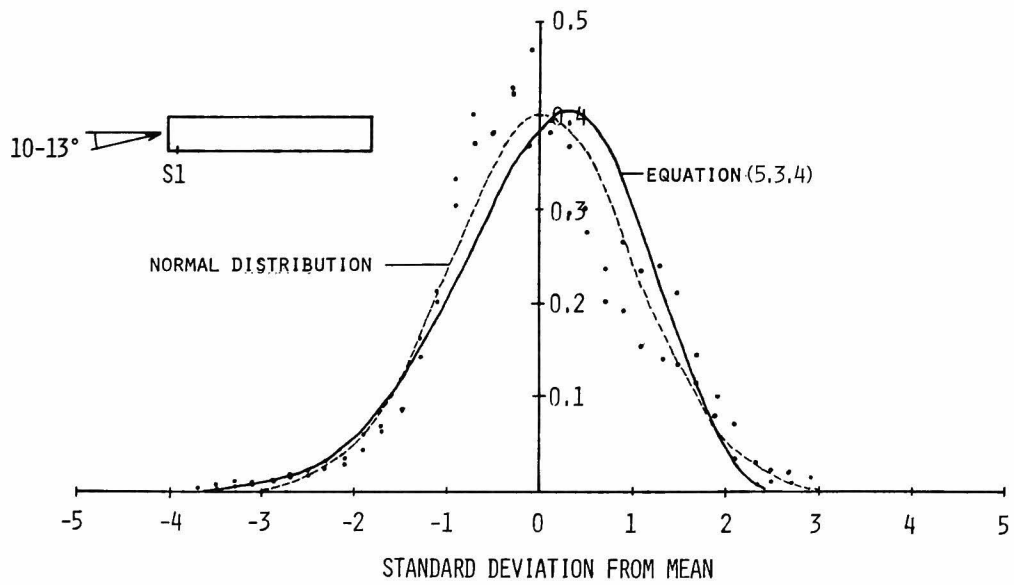


図 5.3.2 1 圧力変動の確率密度分布, 負圧

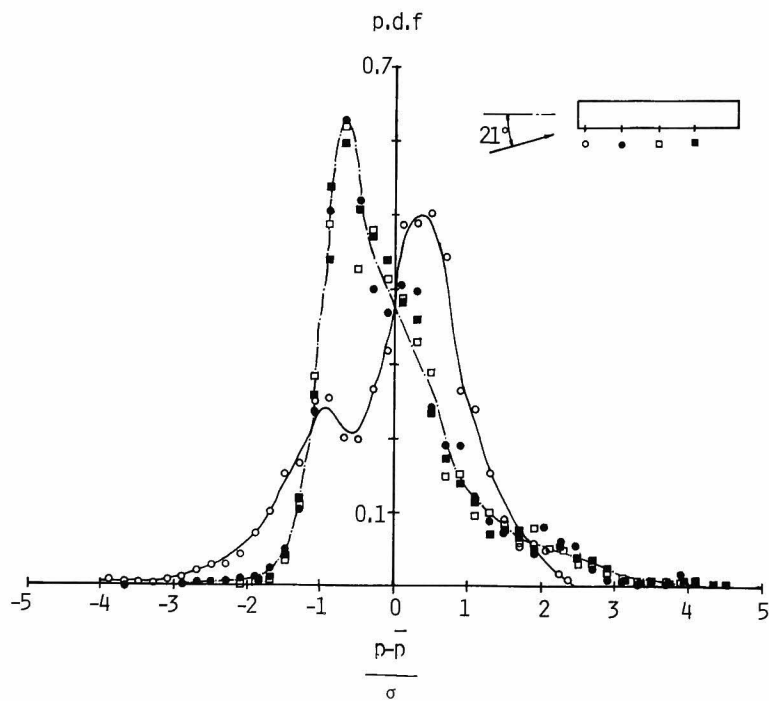


図 5.3.2 2 圧力変動の確率密度分布

一方、大きい局部負圧を示した迎角 $10^\circ \sim 13^\circ$ の場合の、S1 における圧力変動の確率密度分布は図 5.3.2 1 のようになり、正規確率密度分布とも (5.3.4) 式で表現される確率密度分布とも若干異なった分布形を示す。しかし、負圧レベルの大きいところ、すなわち図 5.3.2 1 の左の端の付近の確率密度分布は、(5.3.4) 式による値とはあまり大きく変わらないことが観測される。

また図 5.3.2 2 は、圧力変動がきわめて非定常な状態を呈した、迎角 21° の場合の圧力変動の確率密度分布を示したものである。風上端の S1 の圧力変動の確率密度分布は、1, 3, 4 章で示した角柱側面の再付着点の場合と同様、負圧側に偏った尖度の大きい分布となるが、S2, S3, S4 の確率密度分布は S1 とは逆に、正圧側に偏った尖度の大きい分布となっている。このように側面の歪度が負から正に変化する現象は、図 5.3.2 3 に示したように、2 次元角柱の場合の迎角 60° 及び 70° の場合にも認められる。しかし、この場合、実測でみられたように風下側の測点の確率密度分布の尖度はそれ程大きくならない。

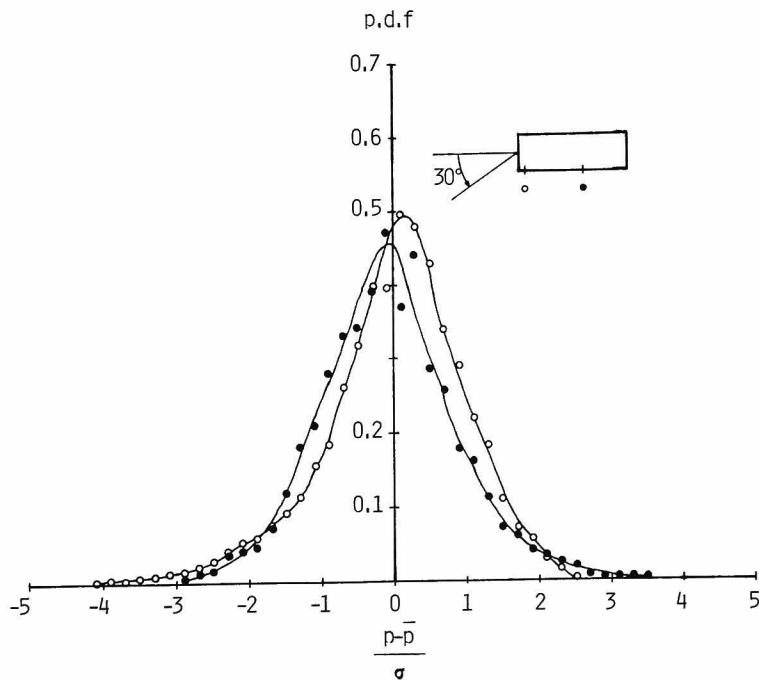


図 5.3.2 3 圧力変動の確率密度分布，格子 1 の乱流中にある 2 次元角柱， $D/B=3$

5.3.6 最大，最小圧力の確率密度分布

図 5.3.24, 5.3.25 は、正圧及び負圧の場合の最大及び最小圧力の確率密度分布を示したものである。図中の実線は、1 章で示した準静的理論から導びかれる最大及び最小値の確率密度分布

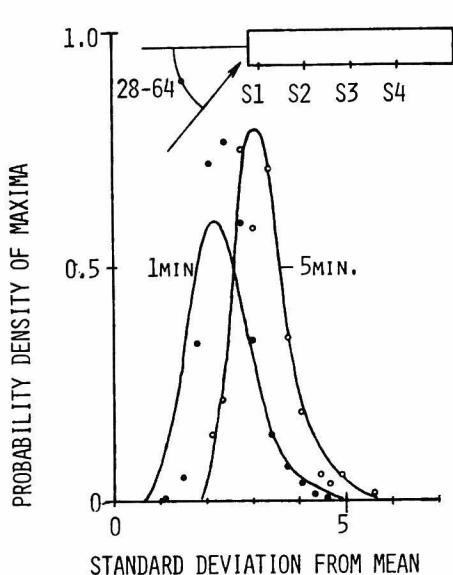


図 5.3.2.4 最大値の確率密度分布，正圧

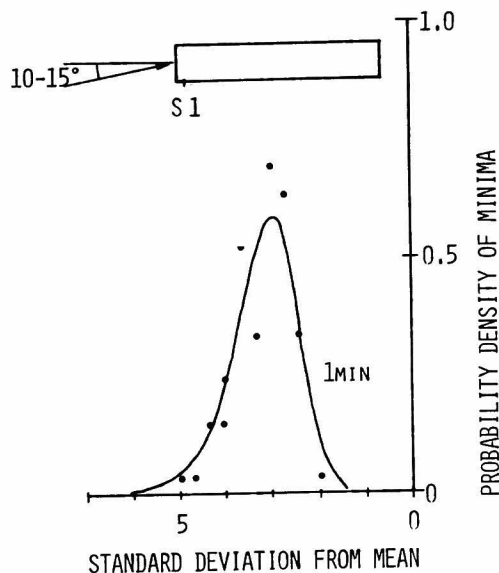


図 5.3.2.5 最小値の確率密度分布，負圧

(5.3.5) 式を示している。

$$f_{\max,p}(p) = T \cdot N_{p,0} \left\{ 1 - \frac{N_{p,0}}{N_p} e^{-\frac{\left(\sqrt{\frac{2\bar{P}}{\rho(1+I_u^2)}} + \sqrt{\frac{2(\bar{P}+p)}{\rho}} \right)^2}{2\sigma_u^2}} \right\}^{TN_p-1} \\ - \frac{\sqrt{\frac{\rho}{2(\bar{P}+p)}}}{\sigma_u} \cdot e^{-\frac{\left(-\sqrt{\frac{2\bar{P}}{\rho(1+I_u^2)}} + \sqrt{\frac{2(\bar{P}+p)}{\rho}} \right)^2}{2\sigma_u^2}} \quad (5.3.5)$$

ここに $f_{\max,p}(p)$ は最大値の確率密度， T は観測時間， $N_{p,0}$ は圧力変動が平均圧力を圧力の低い方から横切る単位時間当りの度数， N_p は単位時間当りの極大値の数を表わしている。

図 5.3.2.4, 5.3.2.5 からわかるように，正圧及び負圧の場合とも理論値と非常によく一致している。確率密度分布が (5.3.4) 式と若干異った負圧の場合でも理論値との対応がよかったのは，最小圧力の計算では，確率密度分布のうちで負圧レベルの大きい部分が重要であり，図 5.3.2.1 で示したように，この付近の圧力変動の確率密度分布が比較的準静的理論から導びかれる値と一致しているからである。

最大，最小圧力が圧力変動の評価時間によってどのように変わるかを知することは，強度が載荷時間に依存する外装材（例えばガラス）の設計にとってはきわめて重要である。⁷⁾ 図 3.2.6 は，南西端 S 1 について，大きな負圧を示した迎角 $\alpha = 10^\circ$ と正圧を示した迎角 $\alpha = 60^\circ$ における，

圧力変動のピークファクターの評価時間による変化を示したものである。

評価時間が2～5秒より短い場合には、負圧のピークファクターの方が正圧のピークファクターより大きく、評価時間が2～5秒より長い場合にはその逆となる。したがって、瞬間的な圧力で破壊するものについては負圧の方が、逆に瞬間的な圧力には強いが長時間の圧力に弱いものは、正圧が重要であるといえる。これらのピークファクターの評価時間による変化の傾向は、1章で述べた2次元角柱の場合とよく一致している。

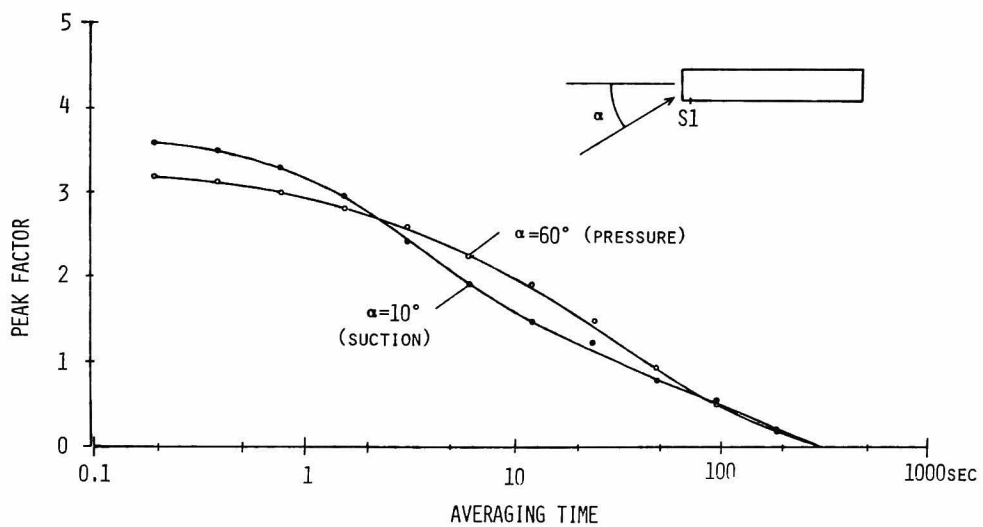


図 5.2.2 6 圧力変動のピークファクターと評価時間の関係

5.4 ま と め

本章で明らかにされた結果は以下のとおりである。

- (1) 側面に対して、 20° 程度斜めから風が当たる場合、側面に作用する圧力変動は、急激な負圧変動と緩やかな正圧変動とを交互に不規則に繰り返す、きわめて非定常な性状を示す。このような圧力変動の非定常性は、緩やかな風向の変動が原因となって生じる。なお、このような圧力変動の非定常性は、前章においても明瞭に認められたものである。
- (2) 実測された側面の圧力分布は、若干風下側での圧力の回復が少ないことを除けば、第1章で示した2次元角柱の場合と対応する。
- (3) 風上面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度は、1, 3, 4章で示した風洞実験結果と同様、高周波数領域におけるスペクトルの減少勾配が $-5/3$ 乗より急であり、 -3 乗程度となる。また、圧力変動のパワースペクトル密度は、1章で示した流速-圧力アドミッタンスを流速変動のパワースペクトル密度に乘じることにより評価できる。したがって、この流速-圧力アドミッタンスは、自然風の場合においても有効である。
- (4) 側面の圧力変動のパワースペクトル密度は、 nB/\bar{U} が 0.05 以上では、風洞実験結果と同様、スペクトルの減少勾配が $-5/3$ 乗より緩やかで、風上面の圧力変動の場合より変動のパワーが大きい。一方、低周波数領域では風上面と同様に $-5/3$ 乗にしたがって減少する。
- (5) 風上面、側面の場合とも、風洞実験結果と同様、圧力変動の性状はよどみ点から風下へと移動する。圧力変動の移動速度の迎角による変化の傾向は、2次元角柱の場合とよく一致するが、移動速度はかなり異なる。なお圧力変動の移動速度は、2次元角柱と同様 $n\xi/\bar{U} < 0.25$ (ξ は測点間の距離)以下では、周波数にかかわらず一定となる。ただし、正圧の場合、 $n\xi/\bar{U} < 0.3$ では、周波数が大きくなるにつれて移動速度は減少する。
- (6) 側面の圧力変動の相互相関係数の迎角による変化は、2次元角柱の場合とほぼ対応しているが、相互相関係数の値は実測の方がかなり大きい。これは、実測の場合の方が B/L_x が小さいことが原因であると思われる。
- (7) 風上面の圧力変動の水平方向のコ・コヒーレンスは、風洞実験と同様、(5.3.2)式で示したように、無次元周波数 $n\xi/\bar{U}$ の指数関数で表わすことができる。

$$C_o(n) = e^{-c \frac{n\xi}{\bar{U}}} \quad (5.3.2)$$

上式中のスケール係数 c は、実測では約5で、風洞実験結果より若干大きい。

- (8) 正圧変動の確率密度分布は、風洞実験の場合と同様、1章で示した流速変動の2乗を考慮した準静的理論式ときわめてよく一致する。負圧変動の場合には、確率密度分布全体の形は準静的理論式と一致しないが、負圧の大きい部分での確率は準静的理論式とよく一致する。
- (9) 圧力変動の最大値あるいは最小値の確率密度分布は正圧、負圧とも準静的理論から導びかれたものとよく一致する。したがって、最大・最小圧力の評価に対しては、局部負圧域も含めて、第1章で述べた流速変動の2乗を考慮した準静的理論がきわめて有効である。

参 考 文 献

- 1) Rathbun, J.C.: Wind Forces on a Tall Building, Trans. Amer. Soc. Civil Engineers, Vol. 105, 1940, pp.1~41.
- 2) Newberry, C.W.: The Measurement of Wind Pressures on Tall Buildings, 1st Internat. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, Teddington, 1963, pp.113~148.
- 3) Newberry, C.W., K.J. Eaton and J.R. Mayne: The Nature of Gust Loading on Tall Buildings, 2nd Internat. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, Ottawa, 1967, pp.399~428.
- 4) Newberry, C.W., K.J. Eaton and J.R. Mayne: Wind Loading on Tall Buildings — Further Results from Royex House, Industrial Aerodynamic Abstracts 4, 1973, pp.1~16.
- 5) Dalglish, W.A., W. Wright and W.R. Schriever: Wind Pressure Measurements on a Full-Scale High-Rise Office Building, 2nd Internat. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, Ottawa, 1967, pp.167~200.
- 6) Dalglish, W.A.: Cladding Pressures on Commerce Court Tower, Toronto, Symposium on Full-Scale Measurements of Wind Effects on Tall Buildings and other Structures, Canada, 1974.
- 7) Dalglish, W.A., J.T. Templin and K.R. Cooper: Comparisons of Wind Tunnel and Full-Scale Building Surface Pressure with Emphasis on Peaks, 5th Internat. Conf. on Wind Engineering, Fort Collins, 1979, pp.553~566.
- 8) 松井源吾, 須田健一, 永井亮一; 高層建築物に作用する風圧力について—早稲田大学51号館における実測をもとにして、日本建築学会論文報告集, 第299号, 1981年, pp9~20.
- 9) 川口彰久, 本間義教, 武田寿一; 超高層建築物に作用する風荷重—大阪大林ビルでの実測(その2), 第6回風工学シンポジウム論文集, 1980, pp139~146.

- 10) 藤本盛久，大熊武司，天野輝久，赤木久真；中野電々ビルにおける風圧実測，第5回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集，1978，pp115～122.
- 11) Kawai, H. and H. Ishizaki: Wind Pressure Characteristics on a Full-Scale Tall Buildings, Proc. Regional Conf. on Tall Buildings, 1976, pp.161～173.
- 12) 石崎澄雄，河井宏允；高層建築物に作用する風圧力について—大阪ホテルプラザでの風圧観測結果— JSSC, Vol. 14, No. 155, 1978, pp.66～72.
- 13) Holmes, J.D.: Pressure Fluctuations on a Large Building and Along-Wind Structural Loading, Jour. Industrial Aerodynamics, Vol. 1, 1975/76, pp.249～278.
- 14) Counihan, J.: Adiabatic Atmospheric Boundary Layers: A Review and Analysis of Data from the Period 1980—1972, Atmospheric Environment, Vol. 9, 1975, pp.871～905.
- 15) 藤本盛久，大熊武司，天野輝久，杉山正補，松下一郎，赤木久真；横須賀電気通信研究所研究棟における風圧実測，構造物の耐風性に関する第4回シンポジウム論文集，1976，pp93～99.
- 16) 武田寿一，伊藤雅保，川口彰久，本間義教；回転HPシェル構造物に使用する変動風圧力（その1円周方向の風圧力について），第5回構造物の耐風性に関するシンポジウム，1978，pp99～105.
- 17) Ishizaki, H., S. Miyoshi and T. Miura: On the Design of Glass Pane against Wind Loading, 4th Internat. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, Heathrow, 1975, pp.655～662.

第 6 章 実験・観測結果の応用

6.1 序

本章では、前章までに述べた風洞実験結果及び実測結果を、現在世界各国で構造物の風荷重の算定に用いられている諸基準や諸方法と比較し、それらの問題点及び改良方法等について考察する。

本来基準とは、過去に行なわれた数々の研究成果のうち、きわめて明白な事実或いは一般に広く受け入れられている理論や実験結果に基づき、必ずしもその分野の専門家でない人々にも、荷重算定や設計が比較的容易にできるよう工夫されたものである。

従来、風荷重基準の多くは、構造物に使用する静的な風荷重を一樣流中の風洞実験結果に基づいて定めたものが多くみられたが、最近では風工学上の研究の進歩が反映され、

- (1) 建設地点の風速を、過去の強風の記録に基づき再現期間に応じて定める、
- (2) 鉛直方向の流速分布を地表面の状態に応じて定める、
- (3) 境界層流中の実験結果に基づいて圧力係数を定める、
- (4) 風の乱れによる風向方向の建物の振動を考慮する、

ものが多数みられるようになっている。

表 6.1.1 は、各国の風荷重算定法を比較したものである。^{1),2),3),4),5)} 風荷重の計算式は各国ごとに異なっているが、一般に速度圧、圧力係数、見付け面積及び動的効果等を表わす補正係数の積の形である。速度圧を計算する際の風速はオーストラリア及びイギリスでは約 2～3 秒の突風速、アメリカでは 30～60 秒の平均風速を基準としているが、他の国々では 10 分間或いは 1 時間平均風速を基準としている。また速度圧はオーストラリア、カナダ基準の 1 部を除いては一般に風力が作用する高さでの風速に基づいて定められる。

表 6.1.2 は、動的風荷重の算定式をまとめたものであるが、各国とも動的効果を表わす補正係数を平均風荷重に乗じることによって、風の乱れによる風向方向の振動を考慮している。この補正係数は一般にガスト影響係数と呼ばれ、6.4 節で示した方法と類似した確率統計的手法によって評価される。なお、風向直角方向の振動解析法を具体的に示した基準はない。

以下、平均圧力、局部圧力、ガスト影響係数、風向直角方向振動について、これらの基準に示されている値と、前章までに述べられた実験、実測結果に基づく値とを比較する。

表 6.1.1 各国の風荷重規準の風荷重算定法

国名・コード	オーストラリア・AS1170 PARTII 1973	カナダ・NBC1970 PART4 SECTION 4.1	英国・BSI CP-3 CHAPTER V, PART2 1972	アメリカ・ANSI A58.1 1972
風荷重計算式	$P = C_p \cdot A_z \cdot q_z$ $P_b = C_p \cdot A_z \cdot q_z$ $P_p = D_p^2 \cdot A_z$ $q_z = 0.6 V_z^2 \times 10^{-3}$ (KPa) $V_z = (\text{地表面粗度区分数}) \cdot V$ 特定地域で各再現期間に与えられている図でも示されている。(平均風速を3秒又は1時間)	$P = q \cdot C_e \cdot C_g \cdot C_{pe}$ $P_b = C_p \cdot q \cdot C_e \cdot A$ (矩形) $P = C_p \cdot q \cdot C_e \cdot A$ (円形) $P_p = C_p \cdot q \cdot C_e \cdot A$ (矩形) $P = C_p \cdot q \cdot C_e \cdot A$ (円形) $P = q \cdot C_e \cdot (C_g \cdot C_{pe} \cdot C_{pi})$ 又は $P = q \cdot C_e \cdot C_g \cdot C_{pe} \cdot C_{pi}$ NBCの規則1号の気象資料集より算定 $q = \frac{V}{V_b} \cdot C_e \cdot C_g$ $V_b = \frac{V}{C_e}$	$P = C_f \cdot q \cdot A$ $P = C_p \cdot q \cdot K_z \cdot e \cdot (矩形)$ $P = C_p \cdot q \cdot K_z \cdot e \cdot D$ (円形) $P = q \cdot C_p \cdot q$ $q = K_z \cdot V_b^2$ 表にも値が示されている $V_b = V \cdot S_1 \cdot S_2 \cdot S_3$	$P = q \cdot C_f \cdot A$ $P = q \cdot C_p \cdot q \cdot K_z \cdot e \cdot (矩形)$ $P = C_p \cdot q \cdot K_z \cdot e \cdot D$ (円形) $P = q \cdot C_p \cdot q$ $q_m = K_z \cdot q_{30}$
設計速度圧				
設計風速				
基礎風速				
地形区分				
室内圧				
風力係数				
風圧係数				
風圧係数の考慮				
動的効果				
その他				
国名・コード	日本建築基準法令集 1981	日本建築基準法令集 1981	JDC・強制支保物設計標準 JDC127 1979	ECSS・TECHNICAL COMMITTEE T12 1978
風荷重計算式	$P = q \cdot C_f$ $P = q \cdot C_f$ $P = q \cdot C_f$ $q = \frac{60}{1204} \frac{V_b^2}{h} \left(\begin{matrix} h \leq 16m \\ h \geq 16m \end{matrix} \right)$	$P = q \cdot C_f \cdot G_f \cdot A$ $P = q \cdot C_f \cdot G_f \cdot A$ $P = q \cdot C_f \cdot C_e \cdot A$ 但し $(C_e = C_{pe} - C_{pi})$ $q = \frac{1}{2} \rho V_z^2$ $V_b = V_b \cdot E \cdot R$	$P = q \cdot C_f \cdot G_f \cdot A$ $P = q \cdot C_f \cdot G_f \cdot A$ $P = q \cdot C_f \cdot C_e \cdot A$ 但し $(C_e = C_{pe} - C_{pi})$ $q = \frac{1}{2} \rho V_z^2$ $V_b = V_b \cdot E \cdot R$	$P = C_f \cdot \epsilon \cdot q \cdot A$ $P = C_f \cdot \epsilon \int K_z \cdot q \cdot \beta \cdot dy \cdot dz$ $P = \int W_z \cdot \beta \cdot dA$ $\frac{W_z}{\beta}$: 露に露する風圧 $q = \frac{1}{2} \rho V^2$ $V_b = V \cdot \psi_2 \cdot S_1$ 地上高10mで10分間平均風速に示されている。 $V = K_z \cdot V_{CS0}$
設計速度圧				
設計風速				
基礎風速				
地形区分				
室内圧				
風力係数				
風圧係数				
風圧係数の考慮				
動的効果				
その他				

表 6.1.2 各国風荷規準による動的風荷計算法

国名・コード	一般式	オーストラリア・AS1170 PART1 1973	カナダ・NBC 1970 PART4 SECTION 41	アメリカ・ANSI A58.1 1972	ノルウェー・BC&E-III-62 1965	
荷重計算式	一般式	$P = C_p \cdot A \cdot q \cdot G$ q: 風速圧 G: ガスト影響係数 A: 見付面積	$P = q \cdot C_e \cdot C_g \cdot C_p$ P: 外圧 C _e : 風速圧係数 C _g : 風速圧係数 C _p : 風速圧係数	$P = K_z \cdot G \cdot q_{30} \cdot C_t \cdot A$ K _z : 風速圧係数 G: ガスト影響係数 q ₃₀ : 風速圧係数 C _t : 風速圧係数 A: 見付面積	$P = q_n \cdot n \cdot \beta$ P: 設計風荷重 q _n : 風速圧係数 n: 風速圧係数 β: 設計風速増加係数	
ガスト	一般式	$G = 1 + g \cdot r / b + \frac{S \cdot P}{B}$ g: ギャップ係数 r: フラット係数 b: フラット係数 S: ストローク係数 P: 風速圧 B: 風速圧係数	$C_g = 1 + g \cdot \left(\frac{q}{q_0} \right)$ g: ギャップ係数 q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	$G = 0.65 + 1.95 (q / q_0)$ q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	$\beta = 1 + \xi \cdot m$ ξ: 風速圧係数 m: 風速圧係数	
渦	共振風速	$V = \frac{n \cdot D}{S}$ S: ストローク係数 D: 風速圧係数 V _z : 高さ z における設計風速	$V = \frac{n \cdot D}{S}$ S: ストローク係数 D: 風速圧係数 V _z : 高さ z における設計風速	$\sigma = \frac{R_0 \cdot 1.77 (2b/3) [0.788 R_0 \cdot P / q_0 + S \cdot P / (H \cdot 0.0256)]}{\sigma R_0 \cdot 1.77 (2b/3) [0.788 R_0 \cdot P / q_0 + S \cdot P / (H \cdot 0.0256)]}$ σ: 風速圧係数 R ₀ : 風速圧係数 P: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数 S: 風速圧係数 H: 風速圧係数 b: 風速圧係数	$\sigma = \frac{R_0 \cdot 1.77 (2b/3) [0.788 R_0 \cdot P / q_0 + S \cdot P / (H \cdot 0.0256)]}{\sigma R_0 \cdot 1.77 (2b/3) [0.788 R_0 \cdot P / q_0 + S \cdot P / (H \cdot 0.0256)]}$ σ: 風速圧係数 R ₀ : 風速圧係数 P: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数 S: 風速圧係数 H: 風速圧係数 b: 風速圧係数	
励	共振による風向直方向の動的影響	$R_0 = \frac{0.5}{D} \cdot C_t \cdot D \cdot q_{0r}$ D: 風速圧係数 q _{0r} : 共振を起す平均風速の風速圧	$R_0 = \frac{0.5}{D} \cdot C_t \cdot D \cdot q_{0r}$ D: 風速圧係数 q _{0r} : 共振を起す平均風速の風速圧	$R_0 = 0.5 + 1.95 (q / q_0)$ q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	$R_0 = 0.5 + 1.95 (q / q_0)$ q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	
振	共振による風向直方向の動的影響	$R_0 = \frac{0.5}{D} \cdot C_t \cdot D \cdot q_{0r}$ D: 風速圧係数 q _{0r} : 共振を起す平均風速の風速圧	$R_0 = \frac{0.5}{D} \cdot C_t \cdot D \cdot q_{0r}$ D: 風速圧係数 q _{0r} : 共振を起す平均風速の風速圧	$R_0 = 0.5 + 1.95 (q / q_0)$ q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	$R_0 = 0.5 + 1.95 (q / q_0)$ q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	
その他	その他	キャロビンズ・フラグ	キャロビンズ・フラグ	キャロビンズ・フラグ	キャロビンズ・フラグ	
国名・コード	一般式	日本建築学会・建築物風荷重設計 1981	JBC・差風用支持物設計標準 JBC127 1979	ECCS・TECHNICAL COMMITTEE 1978.9	〔表1の記号説明〕	
荷重計算式	一般式	$P = q \cdot C_f \cdot G_t \cdot A$ q: 風速圧 C _f : 風速圧係数 G _t : 風速圧係数 A: 見付面積	$P = q \cdot C_e \cdot C_g \cdot C_p$ q: 風速圧 C _e : 風速圧係数 C _g : 風速圧係数 C _p : 風速圧係数	$P = K_z \cdot G \cdot q_{30} \cdot C_t \cdot A$ K _z : 風速圧係数 G: ガスト影響係数 q ₃₀ : 風速圧係数 C _t : 風速圧係数 A: 見付面積	e: 風速圧 K _z : 風速圧係数 G: ガスト影響係数 q ₃₀ : 風速圧係数 C _t : 風速圧係数 A: 見付面積	
ガスト	一般式	$G_t = 1 + q \cdot r / b + \frac{S \cdot P}{B}$ q: 風速圧 r: フラット係数 b: フラット係数 S: ストローク係数 P: 風速圧 B: 風速圧係数	$G = V_z / V_{000}$ V _z : 風速圧 V ₀₀₀ : 1.0分間平均風速	$G = 1 + g \cdot \left(\frac{q}{q_0} \right)$ g: ギャップ係数 q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	$\beta = 1 + \xi \cdot m$ ξ: 風速圧係数 m: 風速圧係数	e: 風速圧 K _z : 風速圧係数 G: ガスト影響係数 q ₃₀ : 風速圧係数 C _t : 風速圧係数 A: 見付面積
共振風速	共振風速	$V = \frac{n \cdot D}{S}$ S: ストローク係数 D: 風速圧係数 V _z : 高さ z における設計風速	$V = \frac{n \cdot D}{S}$ S: ストローク係数 D: 風速圧係数 V _z : 高さ z における設計風速	$V = \frac{n \cdot D}{S}$ S: ストローク係数 D: 風速圧係数 V _z : 高さ z における設計風速	$V = \frac{n \cdot D}{S}$ S: ストローク係数 D: 風速圧係数 V _z : 高さ z における設計風速	
渦	共振による風向直方向の動的影響	$R_0 = \frac{0.5}{D} \cdot C_t \cdot D \cdot q_{0r}$ D: 風速圧係数 q _{0r} : 共振を起す平均風速の風速圧	$R_0 = \frac{0.5}{D} \cdot C_t \cdot D \cdot q_{0r}$ D: 風速圧係数 q _{0r} : 共振を起す平均風速の風速圧	$R_0 = 0.5 + 1.95 (q / q_0)$ q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	$R_0 = 0.5 + 1.95 (q / q_0)$ q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	
励	共振による風向直方向の動的影響	$R_0 = \frac{0.5}{D} \cdot C_t \cdot D \cdot q_{0r}$ D: 風速圧係数 q _{0r} : 共振を起す平均風速の風速圧	$R_0 = \frac{0.5}{D} \cdot C_t \cdot D \cdot q_{0r}$ D: 風速圧係数 q _{0r} : 共振を起す平均風速の風速圧	$R_0 = 0.5 + 1.95 (q / q_0)$ q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	$R_0 = 0.5 + 1.95 (q / q_0)$ q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	
振	共振による風向直方向の動的影響	$R_0 = \frac{0.5}{D} \cdot C_t \cdot D \cdot q_{0r}$ D: 風速圧係数 q _{0r} : 共振を起す平均風速の風速圧	$R_0 = \frac{0.5}{D} \cdot C_t \cdot D \cdot q_{0r}$ D: 風速圧係数 q _{0r} : 共振を起す平均風速の風速圧	$R_0 = 0.5 + 1.95 (q / q_0)$ q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	$R_0 = 0.5 + 1.95 (q / q_0)$ q: 風速圧 q ₀ : 風速圧係数	
その他	その他	キャロビンズ・フラグ	キャロビンズ・フラグ	キャロビンズ・フラグ	キャロビンズ・フラグ	

〔表1の記号説明〕

e: 風速圧
K_z: 風速圧係数
G: ガスト影響係数
q₃₀: 風速圧係数
C_t: 風速圧係数
A: 見付面積

A_z: 高さ z での面積
S₁: 地形係数
S₂: 地形係数
P₀: 抗力風荷重
P₁: 抗力風荷重
P₂: 抗力風荷重
P₃: 抗力風荷重
P₄: 抗力風荷重
P₅: 抗力風荷重
P₆: 抗力風荷重
P₇: 抗力風荷重
P₈: 抗力風荷重
P₉: 抗力風荷重
P₁₀: 抗力風荷重
P₁₁: 抗力風荷重
P₁₂: 抗力風荷重
P₁₃: 抗力風荷重
P₁₄: 抗力風荷重
P₁₅: 抗力風荷重
P₁₆: 抗力風荷重
P₁₇: 抗力風荷重
P₁₈: 抗力風荷重
P₁₉: 抗力風荷重
P₂₀: 抗力風荷重
P₂₁: 抗力風荷重
P₂₂: 抗力風荷重
P₂₃: 抗力風荷重
P₂₄: 抗力風荷重
P₂₅: 抗力風荷重
P₂₆: 抗力風荷重
P₂₇: 抗力風荷重
P₂₈: 抗力風荷重
P₂₉: 抗力風荷重
P₃₀: 抗力風荷重
P₃₁: 抗力風荷重
P₃₂: 抗力風荷重
P₃₃: 抗力風荷重
P₃₄: 抗力風荷重
P₃₅: 抗力風荷重
P₃₆: 抗力風荷重
P₃₇: 抗力風荷重
P₃₈: 抗力風荷重
P₃₉: 抗力風荷重
P₄₀: 抗力風荷重
P₄₁: 抗力風荷重
P₄₂: 抗力風荷重
P₄₃: 抗力風荷重
P₄₄: 抗力風荷重
P₄₅: 抗力風荷重
P₄₆: 抗力風荷重
P₄₇: 抗力風荷重
P₄₈: 抗力風荷重
P₄₉: 抗力風荷重
P₅₀: 抗力風荷重
P₅₁: 抗力風荷重
P₅₂: 抗力風荷重
P₅₃: 抗力風荷重
P₅₄: 抗力風荷重
P₅₅: 抗力風荷重
P₅₆: 抗力風荷重
P₅₇: 抗力風荷重
P₅₈: 抗力風荷重
P₅₉: 抗力風荷重
P₆₀: 抗力風荷重
P₆₁: 抗力風荷重
P₆₂: 抗力風荷重
P₆₃: 抗力風荷重
P₆₄: 抗力風荷重
P₆₅: 抗力風荷重
P₆₆: 抗力風荷重
P₆₇: 抗力風荷重
P₆₈: 抗力風荷重
P₆₉: 抗力風荷重
P₇₀: 抗力風荷重
P₇₁: 抗力風荷重
P₇₂: 抗力風荷重
P₇₃: 抗力風荷重
P₇₄: 抗力風荷重
P₇₅: 抗力風荷重
P₇₆: 抗力風荷重
P₇₇: 抗力風荷重
P₇₈: 抗力風荷重
P₇₉: 抗力風荷重
P₈₀: 抗力風荷重
P₈₁: 抗力風荷重
P₈₂: 抗力風荷重
P₈₃: 抗力風荷重
P₈₄: 抗力風荷重
P₈₅: 抗力風荷重
P₈₆: 抗力風荷重
P₈₇: 抗力風荷重
P₈₈: 抗力風荷重
P₈₉: 抗力風荷重
P₉₀: 抗力風荷重
P₉₁: 抗力風荷重
P₉₂: 抗力風荷重
P₉₃: 抗力風荷重
P₉₄: 抗力風荷重
P₉₅: 抗力風荷重
P₉₆: 抗力風荷重
P₉₇: 抗力風荷重
P₉₈: 抗力風荷重
P₉₉: 抗力風荷重
P₁₀₀: 抗力風荷重

6.2 平均圧力

序で述べたように建物の各部分に作用する平均圧力は、一般に(6.2.1)式で示されるように、速度圧と圧力係数の積の形で与えられる。

$$P(z) = q(z^*) \cdot C_p(z^*) \quad (6.2.1)$$
$$q(z^*) = \frac{1}{2} \rho U(z^*)^2$$

ここに $P(z)$ は高さ z の点に作用する平均圧力、 $q(z^*)$ 、 $U(z^*)$ 、 $C_p(z^*)$ はそれぞれ、高さ z^* における速度圧、流速、及び圧力係数を表わしている。また ρ は空気密度を表わす。

(6.2.1)式において、オーストラリア、カナダを除く各国の諸基準では、 z^* として圧力作用する高さ z を採用し、 $C_p(z^*)$ は高さによらず一定として、圧力を評価している。これは、4章に述べたように、各高さでの圧力の大きさが、その高さでの流速の大きさのみによって定まるというストリップ理論の仮定に基づくものである。オーストラリア及びカナダ基準は、境界層流中の実験結果に基づき、側面及び背面の圧力は高さによらず一定と規定している。

4章で示したように、境界層流中にある角柱表面に作用する平均圧力は、迎角 80° までは、ほぼストリップ理論から導びかれるように、平均圧力の2乗に比例して分布するが、迎角 90° 以上の側面及び背面では、平均圧力は鉛直方向にかなり一様に分布する様になる。したがって、風上面对しては諸基準が規定するように、圧力が作用する高さでの速度圧を基準として圧力を算定することは、十分妥当であるといえるが、側面や背面の圧力については、圧力が作用する高さでの速度圧を基準として算定するよりはむしろ、オーストラリア基準やカナダ基準にあるように、圧力が高さ方向に一定であると規定する方がより合理的であると考えられる。他の基準のように、圧力が作用する高さでの速度圧を基準として側面や背面に作用する圧力と算定した場合、当然のことながら、建物下部で圧力を過少評価することになる。しかし、多くの基準においては、地上から数 m ～数十 m の範囲内で流速を一定と規定しているので、圧力の過少評価の度合は若干緩和される。図6.2.1は背面に作用する平均圧力について、4章で述べた実験結果と荷重指針の値を比較したものである。³⁾図6.2.1においては、指針の地域区分は実験の流速分布との対応から3とし、実物と実験との縮尺比は乱れのスケールの比較から600:1として、アスペクト比8(実物換算高さ240m)の角柱の場合を比較している。建物の中央から上部については指針値と実験値はよく一致しているが、中央から下部については、指針値の方が実験値よりかなり小さく、指針に示されている方法では、構造物の下部の圧力を5割程度過少評価することがわかる。

オーストラリア基準やカナダ基準のように、圧力を高さ方向に一定と規定する場合、基準となる速度圧の値を建物のどの高さで規定するのが妥当であるかを決めなければならない。これについては、オーストラリア基準では建物の頂部高さ H 、カナダ基準では中央高さ $H/2$ を採用している。4章で示したように、角柱の中央高さでの平均圧力はその高さでの平均流速によって整理した場合、アスペクト比によらずほぼ一様乱流中の実験結果と一致するところから、この基準高さとしては、カナダ基準が定めるように、 $H/2$ と規定するのが一応妥当であると考えられる。

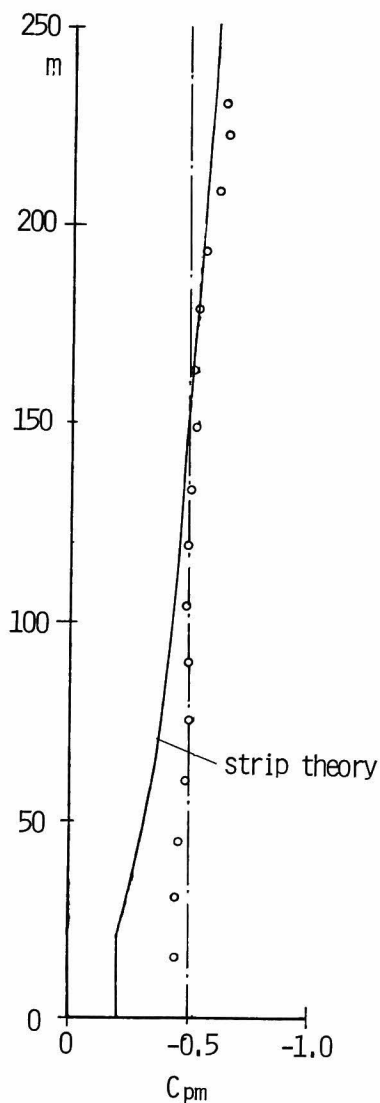


図 6.2.1 建物の背面の平均圧力分布
実線は荷重指針，一点鎖線
は $z = H/2$ を基準とした場合

しかし、この場合、背面の圧力については、建物の頂部付近が若干過少評価となること、及び4章で述べたように変動圧力及び最小圧力が若干過少評価となることに注意する必要がある。図 6.2.1 の一点鎖線は、 $H/2$ を基準高さとした場合の背面の平均圧力を示している。

一方、圧力係数の値は、表 6.2.1 に示したように、風上面では各国ともすべて 0.8 を採用しているが、側面及び背面の圧力係数の値は、国によってかなりの差が認められる。基準に示されている圧力係数の値は、荷重指針に解説されているように、建物の各部分に作用する圧力に直接対応するものではなく、建物の各面あるいは適当に分割した面の部分についての圧力係数の平均値を示しているものと考えられる。風上面の場合、1, 3, 4 章の実験結果に基づいてこの平均値を算定したところ 0.8 程度となり、各国の基準値ときわめてよく一致する。

側面の圧力係数の基準値は $-0.5 \sim -0.8$ 程度であるが、この値は 1, 3, 5 章の実験結果と比較した場合、若干過少評価ではないかと思われる。図 6.2.2 は、1 章の実験結果を示したものであるが、側面の風上端から建物の見付巾程度の範囲では、圧力係数は -0.8 以下となることがわかる。図 6.2.2 に基づいて圧力係数を決めるとすると、図 6.2.3 に示したように、側面の風上端から建物の見付巾の範囲内では -1.0 、見付巾の 2 倍までは -0.5 、それ以上では -0.3 程度が妥当であると考えられる。

また背面の圧力係数は、図 6.2.2 に示したように、ほぼ側面の風下端の圧力係数に近い値となる。図 2.2 に基づいて定めた背面の圧力係数は、図 6.2.3 に示したように、辺長比 D/B が 1 以上では -0.6 、 $1 \sim 2$ では -0.4 、2 以上では -0.3 とほぼ荷重指針に定められた値に等しい。³⁾

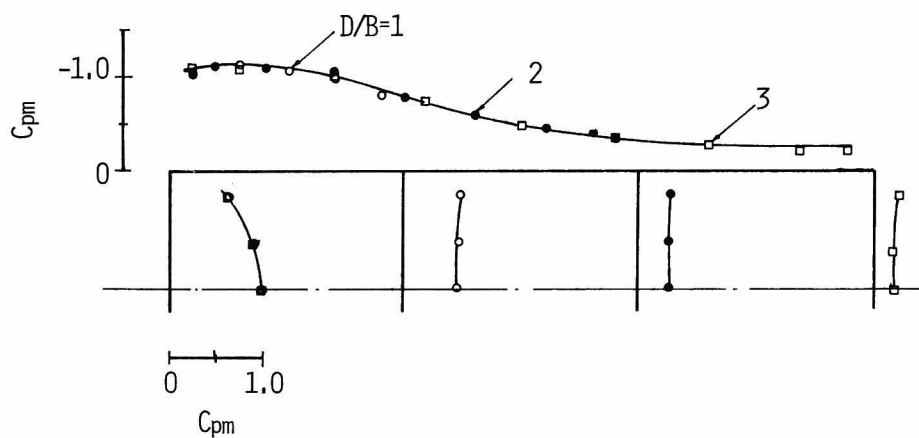


図 6.2.2 角柱の平均圧力係数分布，格子 1 の乱流中の 2 次元角柱
($B/L_x = 0.74$, $I_u = 0.145$)

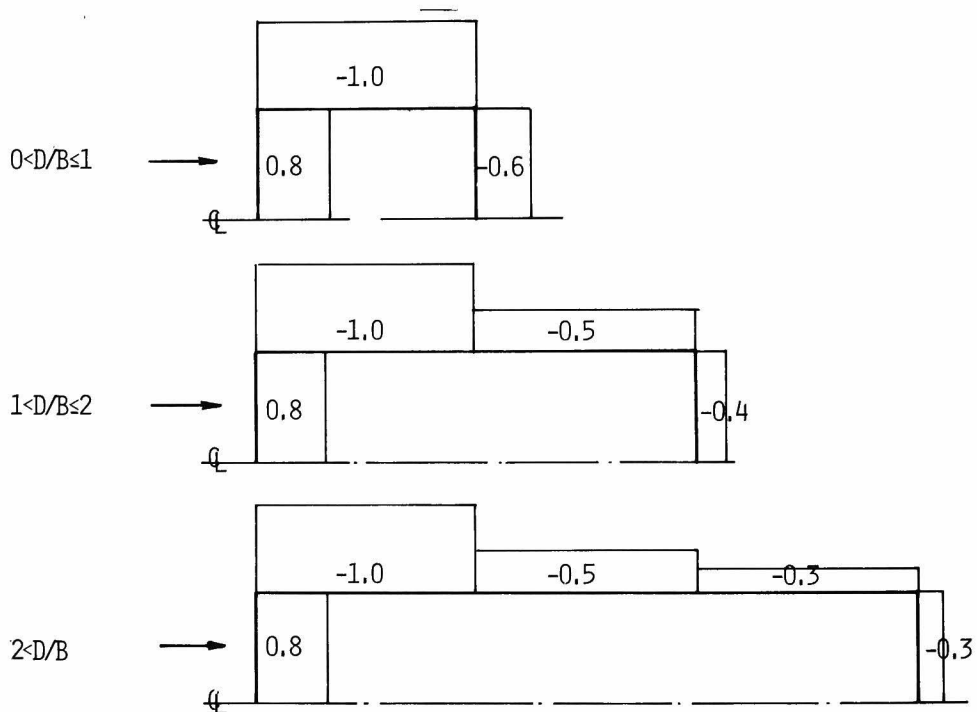


図 6.2.3 平均圧力係数の提案値

表 6. 2. 1 各国の風荷重基準に定められた圧力係数の値

	荷重指針	建築基準法	E.C.C.S	AUSTRIA	CANADA	U.K.	U.S.S.A	U.S.S.R.
external pressure coefficient								
local pressure coefficient								

* to be used with the value of q for the top of the building

** to be used with the value of q for the half height of the building

*** might be changed with the ratios of the height, breadth and depth of the building

**** might be changed with the ratios of the height, breadth and depth of the building

B* is the shorter length of the breadth and depth

6.3 局部圧力

建物の一部分に作用する圧力、いわゆる局部圧力の評価も、前節の面全体に作用する圧力の評価と同様、建物の耐風設計にとってきわめて重要である。というものも、過去の強風による建物の被害の多くはこの局部圧力による窓ガラス等の外装材の破壊及び飛散に伴うものであるからである。

したがって、表 6.2.1 に示したように、各国の基準とも、局部圧力については、面全体に作用する圧力の評価とは別に、特別な規定を設けている。特に、側面の風上側付近に生じる局部負圧に対しては、注意を配っているようである。

この局部負圧が生じる領域は、各国の基準とも、建物の短辺長を基準にして規定され、建物の隅角部から短辺長の 0.1 ～ 0.25 倍の範囲に限られている。この領域内の圧力係数は -1.2 ～ -2.0 と各国によってかなり差が認められる。

このように局部負圧が生じる領域を、建物の短辺長を基準にして定める方法は、1, 3, 4 章に示した実験結果に照らし合わせた場合、必ずしも妥当であるとは考えられない。なぜならば、1 章で述べたように、建物の側面の圧力の分布状態は、建物の短辺長で決まるのではなく、建物の見付巾により決まると考えられるからである。したがって、短辺長を基準にして局部負圧を規定した場合には、建物の短辺側の側面の局部負圧領域を過少評価することになると考えられる。^{*注1}

また局部負圧の生じる領域についても、基準に示されている領域は若干小さいと考えられる。基準は、側面に対して若干斜めから風が当たる場合の側面の風上端付近に作用する局部負圧力を対象としているが、4 章の境界層流中の実験結果によれば、平均圧力が最小となるのは、確かに迎角 80° においてであるが、最大瞬間負圧が最も大きいのは、迎角 80° でなく、迎角 90° であり、しかも最大瞬間負圧がきわめて大きい領域は、建物の見付巾の半分以上にまで広がっている。また迎角 80° の場合でも、局部負圧が大きい領域は、建物の見付巾の半分程度に及んでおり、基準に規定されている短辺長の 0.1 ～ 0.25 という数値はあまり妥当であるとはいえない。

基準における局部負圧力の大きさの評価、即ち圧力係数は、最大瞬間負圧に基づくものではなく、平均負圧に基づいて定められているようである。しかし、1 ～ 5 章で述べたように、側面に作用する局部負圧変動の確率密度分布や最大値の分布等も、風上面の場合と同様、流速変動の高次項を考慮した準静的理論によってほぼ評価することができるので、基準にみられるように、平均負圧に基づいて局部負圧力の大きさを決定しても大きな差は生じない。しかし、1 章で述べたように、流速変動の高次項を考慮するかどうかによって、最大瞬間負圧の値は大きく異なってくるので注意を要する。建築基準法やイギリス、オーストラリア基準では、最大瞬間風速を基準風速としているので、一応流速変動の高次項の影響を局部負圧の評価に含んでいるといっていよい。平均風速を基準風速としている他の国々の基準では、変動圧力の影響はガスト影響係数によって考慮されているが、荷重指針を除けば、各国の基準ともガスト影響係数に流速変動の高次項の影

*注 1) 荷重指針では解説の部分で若干このことについて触れている。

響を含んでいず、このような基準では局部負圧力を若干過少評価する恐れがある。^{*注1}

一方、4章の実験結果によれば、局部負圧係数の値はほぼ -1.2 程度であり荷重指針, E.C.C.S イギリス基準を除けば、若干過大評価となっている。

したがって、局部負圧に対しては、(1)建物の角から見付巾の半分までの圧力係数を -1.2 とする。(2)圧力を算定する際のガスト影響係数は、荷重指針のように流速変動の高次項を考慮する。(3)速度圧算定の基準高さは、前節で述べたように $H/2$ とし、局部負圧力の大きさは高さ方向に一定と規定するのが妥当であると考えられる。

一方、正圧に関する局部圧力を規定している基準は、建築基準法以外ほとんど見当たらない。しかし、風上面の圧力係数も、前節で述べたように風上面全体にわたっての圧力係数の平均値である。したがって、当然のことながら局部的には 0.8 以上となるので、正圧に対しても局部圧力を考慮すべきであろう。この場合、風上面に対しては、ストリップ理論が適用できることから、基準法にあるように、圧力係数については 1.0 を採用し、領域は風向の変化を考慮し風上面全体、速度圧は圧力が作用する高さでの流速を基準として定めるのが妥当であろう。なお当然のことながら、ガスト影響係数は流速変動の高次項を考慮して定めるべきである。なお、このように規定した場合、1章で述べたように、風上面の圧力変動は乱れの変形等の影響で、高周波成分が流速変動より相対的に小さくなるので、この影響を考慮に入れない場合には、1割程度局部圧力を過大評価することになる。

*注1) 局部負圧の大きさは、圧力係数によって左右されるので、このことのみで即過少評価であると断定できない。

6.4 風の乱れによる高層建築物の振動

1～5章で述べたように建物の壁面に作用する圧力は時間的及び空間的に不規則に変動する。したがって、このような変動する外力によってひきおこされる建物の変位もまた不規則に変動する。建物の耐風安全性を確保するには、平均圧力による建物の平均変位をチェックするのみでなく、このような不規則な変動の性状を十分に考慮に入れることが大切である。特に変動変位の最大値の評価は、建物の弾性設計にとって重要である。

ところで、風上面に作用する圧力変動の主要因は、風上から近づいてくる乱れにあることが、1～5章で述べた風洞実験及び実物測定の結果から明らかとなった。また4章で述べた境界層流中の実験結果から、背面に作用する圧力変動もかなり風上から近づいてくる乱れと関係のあることが明らかとなった。

したがって、建物の風向方向の振動は、主として風上から近づいてくる乱れによってひき起されると考えてよい。このような風の乱れによる風向方向の振動の評価方法は、1961年A. G. Davenport^{6),7)}によって初めて発表された。彼は、風の乱れによる飛行機の翼の振動を確率統計的手法によって評価したH. W. Liepman⁸⁾の方法を建物の風向方向の振動の評価に応用し、その評価に必要な風速変動に関する種々の確率量を定式化し、それらを入力として建物の最大応答を評価した。彼の方法はその後B. J. Vickery⁹⁾, J. Vellozzi¹⁰⁾他, E. Simiu^{11),12),13)}、神田等によって修正改良され、前項に示したように現在の各国の各風荷重基準の基礎となっている。

Vickeryは流速変動のコ・コヒーレンスをDavenportより厳密な形で与えた⁹⁾。またSimiuは鉛直方向の流速分布に、Davenport, Vickery等が用いている指数法則のかわりに対数法則を用いると同時に、風上面と背面のコ・コヒーレンスを考慮した^{11),12)}。神田は、流速変動のパワースペクトル密度やコ・コヒーレンスの鉛直方向の変化を考慮するとともに、応答評価に及ぼす仮想質量の効果を考察した¹³⁾。

しかし、いずれの方法においても、建物の壁面に作用する圧力変動は、流速変動と同じ性状を示すと仮定しており、1～5章で示したような圧力変動と流速変動の性状の差を考慮していない。

本節では、上述した研究者達と同種の確率統計的手法の中に、圧力変動と流速変動の性状の差を考慮する方法を示し、この方法に基づき建物の最大変位を計算し、上述した研究者達による計算結果や荷重指針による値と比較し、圧力変動と流速変動の性状の差が最大変位に及ぼす影響について考察する。

なお、本節で示す方法は、1～5章で示した実験結果に基づき、以下の仮定のもとに導かれたものである。

- イ) 流速変動は、正規定常確率過程で表わすことができる。
- ロ) 圧力変動は、流速変動の線形変換によって求めることができる。
- ハ) 建物は線形連続体であり、固有正規モードが存在し、かつモード間の連成は無視することができる。

さて、実際に計算式を導びく前に、この方法の概略を示すことにする。この方法は、図6.4.1

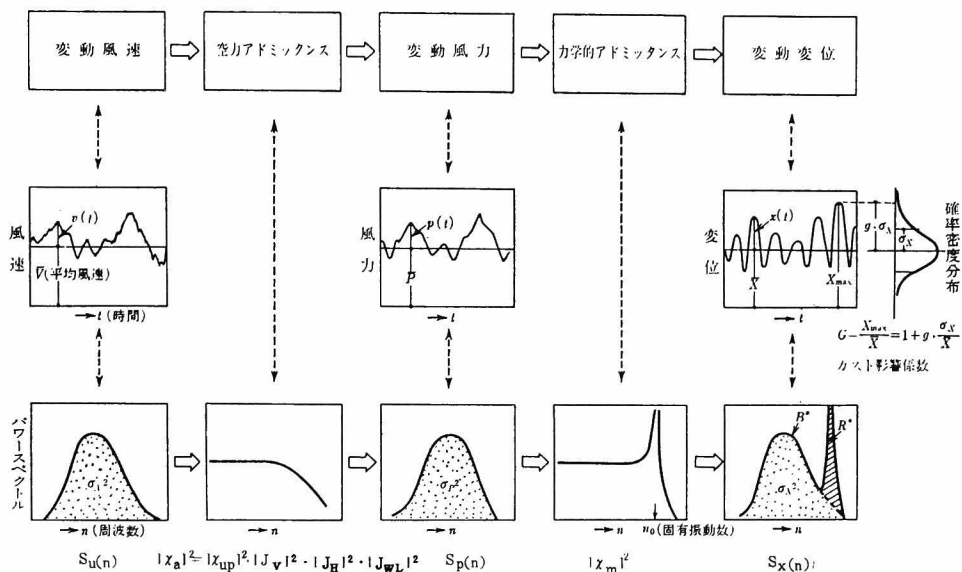


図 6.4.1 確率統計的手法による建物の最大応答評価手順

に示すように、不規則に変動する変動流速を入力とし、建物の変動変位を出力とするシステムを考え、このシステムの変換子を建物の規模・形状および構造特性に応じて決定し、入力から出力を計算しようとするものである。

一般に、変動流速から建物の変動変位を求めるシステムを決定する変換過程は、2つに分けられる。1つは、変動流速を建物に作用する変動風力に変換する過程であり、この過程の変換子は空力アドミッタンスと呼ばれる。他の1つは、変動圧力を建物の変動変位に変換する過程で、この過程の変換子は力学的アドミッタンスと呼ばれる。空力アドミッタンスは、建物の周囲の流れの状態によって定まり、建物の規模及び形状によって異なる。また力学的アドミッタンスは、建物の構造特性（固有振動数・減衰定数）によって定まる。さて実際にこれらの変換子から建物の最大瞬間変位を求める手順は、次の i) ～ v) のとおりである。

i) 変動流速のパワースペクトル密度に、1, 3, 4, 5 章に述べた流速－圧力アドミッタンスを乗じて、建物の表面に作用する変動圧力のパワースペクトル密度を求める。

ii) 建物全体にわたって、変動圧力を積分し変動風力を求める。変動風力のパワースペクトル密度は、一般に積分効果を表わすジョイントアクセプタンスと変動圧力のパワースペクトル密度の積となる。なお、このジョイントアクセプタンスと i) の流速－圧力アドミッタンスの積が上述した空力アドミッタンスとなる。

iii) 変動圧力のパワースペクトル密度に力学的アドミッタンスを乗じて、建物の変動変位のパワースペクトル密度を求める。建物の減衰定数が小さい場合、変動変位のパワースペクトル密度は、一般に図 6.4.1 に示したように建物の固有振動数付近に鋭いピークが存在する。

Ⅳ) 変動変位のパワースペクトルを全周波数領域にわたって積分し、変動変位の分散を求める。この積分は、変動変位のパワースペクトル密度を、①変動風速の長周期成分に伴う変動変位のパワースペクトル密度、②共振による固有振動数付近のパワースペクトル密度に分けて行う。

Ⅴ) 変動変位のピーク値(最大瞬間変位から平均変位を差し引いたもの)と標準偏差の比、即ちピークファクターを求める。建物の最大瞬間変位は、このピークファクターと平均変位、標準偏差を用いて(6.4.1)式で表わされる。

$$\bar{X}_{\max} = \bar{X} + g \cdot \sigma_X \quad (6.4.1)$$

ここに \bar{X}_{\max} は最大瞬間変位の期待値、 \bar{X} は平均変位、 σ_X は標準偏差、 g はピークファクターである。

なお最大瞬間変位と平均変位の比が、いわゆるガスト影響係数 G である。

$$G = \frac{\bar{X}_{\max}}{\bar{X}}$$

6.4.1 建物の風向方向の平均応答

建物が線形連続体であると仮定すると、風によって振動している建築物の風向方向の運動方程式は(6.4.2)式で表わすことができる。

$$m(z)\ddot{X}(z, t) + c(z)\dot{X}(z, t) + D(X(z, t)) = \int_0^B P(y, z, t) dy + P^*(z, X, \dot{X}, \ddot{X}, t) \quad (6.4.2)$$

ここに $X(z, t)$ 、 $m(z)$ 、 $c(z)$ はそれぞれ、高さ z における建物の変位、単位高さ当りの質量及び減衰係数を表わしている。また $P(y, z, t)$ は、 (y, z) 点に作用する単位面積当りの風力、 $P^*(z, X, \dot{X}, \ddot{X}, t)$ は建物の振動によって生じる風力を表わしている。なお D は z に関する線形作用素である。

ここで、建物の変位と建物に作用する圧力を(6.4.3)～(6.4.5)式のように、平均値と変動成分の和として表わす。即ち

$$X(z, t) = \bar{X}(z) + x(z, t) \quad (6.4.3)$$

$$P(y, z, t) = \bar{P}(y, z) + p(y, z, t) \quad (6.4.4)$$

$$P^*(z, X, \dot{X}, \ddot{X}, t) = \bar{P}^*(z, \bar{X}) + p^*(z, x, \dot{x}, \ddot{x}, t) \quad (6.4.5)$$

とする。ここに $\bar{\quad}$ は平均値を、小文字は変動成分を表わしている。

(6.4.5)式の建物の振動に伴う風力の平均値は、建物の平均変位がきわめて大きくならない限りは零と考えて良い。即ち

$$\bar{P}^*(z, \bar{X}) = 0 \quad (6.4.6)$$

である。

(6.4.3)～(6.4.5)式を(6.4.2)式に代入し、両辺の平均をとると、

$$D(\bar{X}(z)) = \int_0^B \bar{P}(y, t) dy \quad (6.4.7)$$

となる。

一方、建物の変位は、(6.4.8) 式のように正規モードと一般化変位の積の和で表わすことができると仮定する。

$$X(z, t) = \sum_i X_i(t) \cdot \mu_i(z) \quad (6.4.8)$$

ここに $X_i(t)$ は i 次モードに対応する一般化変位、 $\mu_i(z)$ は i 次の振動モードを表わしている。

(6.4.7)、(6.4.8) 式より、一般化変位と平均風力の関係は、

$$\sum_i \overline{X_i} D(\mu_i(z)) = \int_0^B \overline{P}(y, z) dy \quad (6.4.9)$$

で表わされる。

ここで n_i を i 次の固有振動数とすると、正規モードの性質より

$$D(\mu_i(z)) = m(z) (2\pi n_i)^2 \cdot \mu_i(z) \quad (6.4.10)$$

となる。(6.4.10) 式を (6.4.9) 式に代入し、両辺に $\mu_j(z)$ を乗じて、建物の高さ全体にわたって積分すると

$$\sum_i \overline{X_i} \int_0^H m(z) (2\pi n_i)^2 \mu_i(z) \mu_j(z) dz = \int_0^H \int_0^B \overline{P}(y, z) \mu_j(z) dy dz \quad (6.4.11)$$

となる。

ここで正規モードの直交性より

$$\int_0^H m(z) \mu_i(z) \mu_j(z) dz = \begin{cases} M_j & (i=j) \\ 0 & (j \neq i) \end{cases} \quad (6.4.12)$$

となるから、 j 次モードに対応する一般化変位は

$$\overline{X_i} = \frac{1}{K_j} \int_0^H \int_0^B \overline{P}(y, z) \mu_j(z) dy dz \quad (6.4.13)$$

で表わされる。ここに $K_j = M_j \times (2\pi n_j)^2$ であり、 j 次モードに対応する一般化剛性を表わす。また M_j は j 次モードの一般化質量を表わしている。

四角柱状の建物では風向方向の風力は、風圧面に作用する圧力と背面に作用する圧力の差となり、(6.4.14) 式で表わすことができる。

$$P(y, z, t) = P_w(y, z, t) - P_L(y, z, t) \quad (6.4.14)$$

ここに $P_w(y, z, t)$ 、 $P_L(y, z, t)$ は、それぞれ風上面及び背面に作用する圧力を表わしている。

したがって、風向方向の平均圧力は

$$\overline{P}(y, z, t) = \overline{P_w}(y, z, t) - \overline{P_L}(y, z, t) = \{C_{Pw}(y, z) - C_{PL}(y, z)\} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \overline{U}(z)^2 \quad (6.4.15)$$

となる。ここに $C_{Pw}(y, z)$ 、 $C_{PL}(y, z)$ は風上面及び背面の平均圧力係数を表わしている。また ρ は空気密度、 $\overline{U}(z)$ は z における平均流速である。

ストリップ理論の仮定が適用できる場合、平均圧力係数は一定となるので、j 次モードの一般化平均変位は

$$\bar{X}_j = \frac{B}{K_j} (C_{PW} - C_{PL}) \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \bar{U}(H)^2 \int_0^H \left(\frac{\bar{U}(z)}{\bar{U}(H)} \right)^2 \cdot \mu_j(z) \cdot dz \quad (6.4.16)$$

となる。*注1)

6.4.2 建物の風向方向の動的応答

建物の応答の変動成分に関する運動方程式は、(6.4.2)式より(6.4.7)式を減ずることによって求まり(6.4.17)式によって表わされる。

$$m(z) \ddot{x}(z, t) + c(z) \dot{x}(z, t) + D(x(z, t)) = \int_0^B p(y, z, t) dy + p^*(z, \dot{x}, \ddot{x}, t) \quad (6.4.17)$$

(6.4.8)式を(6.4.17)式に代入し、両辺に $\mu_j(z)$ を乗じて、建物の高さ全体にわたって積分すると、一般化変位に関する運動方程式が導びかれる。

$$M_j \ddot{X}_j(t) + C_j \dot{X}_j(t) + K_j X_j(t) = P_j(t) + P_j^*(t) \quad (6.4.18)$$

$$\text{ここに} \quad C_j = \int_0^H c(z) \mu_j(z)^2 dz \quad (6.4.19)$$

$$P_j(t) = \int_0^H \int_0^B p(y, z, t) \mu_j(z) dy dz \quad (6.4.20)$$

$$P_j^*(t) = \int_0^H p^*(z, \dot{x}, \ddot{x}, t) \mu_j(z) dz \quad (6.4.21)$$

であり、 C_j 、 $P_j(t)$ 、 $P_j^*(t)$ はそれぞれ一般化減衰係数、一般化圧力と呼ばれている。建物の振動によって生じる圧力変動は、建物に当たる流速が建物の変位速度の分だけ減少することによってひき起こされると考えた場合、次式によって与えられる。

$$P^*(z, \dot{x}, \ddot{x}, t) = - \int_0^B C \cdot \rho \cdot \bar{U}(z) \cdot \dot{x}(z, t) dy \quad (6.4.22)$$

ここに C は圧力係数に相当するが、一般に上記の仮定が成立するのは風上面のみであると考えられるので、 C としては風上面の圧力係数 C_{PW} をとるのが妥当であると考えられる。したがって建物の振動に伴う一般化風力 $P_j^*(t)$ は、

$$P_j^*(t) = - C_j^* \cdot \dot{X}_j(t) \quad (6.4.23)$$

$$C_j^* = \int_0^H \int_0^B C_{PW} \cdot \rho \cdot \bar{U}(z) \mu_j(z)^2 dy dz \quad (6.4.24)$$

*注1) 4章で述べたように、背面の圧力については、建物の中央部から下では、必ずストリップ理論の仮定は成立せず、圧力は一定となるが、このことは一般化変位の算定にあまり大きな影響は与えないようである。

によって表わされる。ここに C_j^* は一般化空力減衰係数と呼ばれている。

(6.4.2 3) 式を (6.4.1 8) 式に代入して整理すると、

$$M_j \ddot{X}_j(t) + (C_j + C_j^*) \dot{X}_j(t) + K_j X_j(t) = P_j(t) \quad (6.4.2 5)$$

となる。(6.4.2 5) 式は、1 質点系の運動方程式と同形である。したがって一般化変位のパワースペクトル密度は、(6.4.2 7) 式で表わされる力学的アドミッタンス (周波数応答関数) を乗じることによって求めることができる。

$$S_{xj}(n) = |X_{m,j}(n)|^2 \cdot S_{pj}(n) \quad (6.4.2 6)$$

$$|X_{m,j}(n)|^2 = \frac{1}{K_j \left[\left\{ 1 - \left(\frac{n}{n_j} \right)^2 \right\}^2 + 4(\eta_j + \eta_j^*)^2 \left(\frac{n}{n_j} \right)^2 \right]} \quad (6.4.2 7)$$

ここに $S_{xj}(n)$, $S_{pj}(n)$ は、それぞれ一般化変位及び一般化圧力のパワースペクトル密度、 $|X_{m,j}(n)|^2$ は j 次モードに対する力学的アドミッタンス、 n_j 及び η_j は j 次の固有振動数及び構造減衰定数を表わしている。また η_j^* は、 j 次モードに対する空力減衰定数であり (6.4.2 8) 式で表わされる。

$$\eta_j^* = \frac{C_j^*}{4\pi n_j M_j} \quad (6.4.2 8)$$

一般化変位のパワースペクトル密度は (6.4.2 0) 式から

$$S_{pj}(n) = \int_0^H \int_0^H \int_0^B \int_0^B S_{PP}(y, z, y', z', n) \mu_j(z) \mu_j(z') dy dy' dz dz' \quad (6.4.2 9)$$

となる。ここに $S_{PP}(y, z, y', z', n)$ は (y, z) 点と (y', z') 点に作用する単位面積当りの圧力変動のクロススペクトル密度を表わしている。

長方形断面の建物の場合 (y, z) 点に作用する風向方向の圧力変動は (6.4.1 4) 式のように、風上面と背面の圧力の差となるので、圧力変動のクロススペクトル密度は、(6.4.3 0) 式のようになる。

$$S_{PP}(y, y', z, z', n) = S_{PWPW}(y, y', z, z', n) - 2 S_{PWP L}(y, y', z, z', n) + S_{PLPL}(y, y', z, z', n) \quad (6.4.3 0)$$

ここに $S_{PWPW}(y, y', z, z', n)$, $S_{PWP L}(y, y', z, z', n)$, $S_{PLPL}(y, y', z, z', n)$ は、それぞれ風上面の (y, z) 点と (y', z') 点の、風上面の (y, z) 点と風下面の (y', z') 点の、風下面の (y, z) 点と (y', z') 点の、圧力変動のクロススペクトル密度を表わしている。

ここで、第 1 章で示したように、圧力変動が流速変動の線形変換で表わされると仮定し、圧力変動のパワースペクトル密度を (6.4.3 1), (6.4.3 2) 式で表わす。

$$S_{PW}(y, z, n) = C_{PW}^2 \cdot \bar{U}(z)^2 \cdot |X_{PW}(y, z, n)|^2 \cdot S_u(y, z, n) \quad (6.4.3 1)$$

$$S_{PL}(y, z, n) = C_{PL}^2 \cdot \bar{U}(z)^2 \cdot |X_{PL}(y, z, n)|^2 \cdot S_u(y, z, n) \quad (6.4.3 2)$$

ここに $S_{PW}(y, z, n)$, $S_{PL}(y, z, n)$ はそれぞれ風上面及び背面の圧力変動のパワースペクトル密度、 $|X_{PW}(y, z, n)|^2$, $|X_{PL}(y, z, n)|^2$ は流速変動を圧力変動に結びつける線形変換子、即

ち第1章で示した流速-圧力アドミッタンスである。

(6.4.30)～(6.4.32)式を(6.4.29)式に代入し、圧力係数および流速-圧力アドミッタンスが高さ方向に変化しないと仮定すれば、一般化圧力のパワースペクトル密度は

$$S_{pj}(n) = \int_0^H \int_0^H \int_0^B \int_0^B \rho^2 \cdot \bar{U}(z) \cdot \bar{U}(z) \cdot \mu_j(z) \cdot \mu_j(z) \cdot \{S_u(z, n) \cdot S_u(z', n)\}^{\frac{1}{2}} \\ \cdot (C_{PW} - C_{PL})^2 \cdot F_p(y, y', z, z', n) dy dy' dz dz' \quad (6.4.33)$$

となる。

ただし、

$$F_p(y, y', z, z', n) = \frac{C_{PW}^2}{(C_{PW} - C_{PL})^2} \cdot |\chi_{PW}|^2 \cdot Co_{PW}(y, y', z, z', n) \\ - 2 \frac{C_{PW} \cdot C_{PL}}{(C_{PW} - C_{PL})^2} \cdot |\chi_{PW}| \cdot |\chi_{PL}| \cdot Co_{PWL}(y, y', z, z', n) \\ + \frac{C_{PL}^2}{(C_{PW} - C_{PL})^2} \cdot |\chi_{PW}|^2 \cdot Co_{PL}(y, y', z, z', n) \quad (6.4.34)$$

である。ここに $Co_{PW}(y, y', z, z', n)$, $Co_{PWL}(y, y', z, z', n)$, $Co_{PL}(y, y', z, z', n)$ はそれぞれ、風上面の (y, z) 点と (y', z') 点、風上面の (y, z) 点と背面の (y', z') 点、背面の (y, z) 点と (y', z') 点、に作用する圧力変動のコ・コヒーレンスを表わしている。

(6.4.26)式及び(6.4.33)式から、一般化変位のパワースペクトル密度は圧力係数、平均圧力分布、流速変動のパワースペクトル密度、流速-圧力アドミッタンス、圧力変動のコ・コヒーレンス、建物の振動モード、固有振動数、減衰定数がわかれば、計算することが可能である。一般化変位のパワースペクトル密度が計算されれば、それを全周波数領域について積分することによって、一般化変位の分散を求めることができる。即ち、一般化変位の分散 σ_{xj}^2 は

$$\sigma_{xj}^2 = \int_0^\infty S_{xj}(n) dn = (C_{PW} - C_{PL})^2 \cdot \rho^2 \cdot \bar{U}(H)^4 \int_0^\infty |\chi_{mj}(n)|^2 \int_0^H \int_0^H \mu_j(z) \cdot \mu_j(z) \\ \left(\frac{\bar{U}(z)}{\bar{U}(H)} \right) \left(\frac{\bar{U}(z')}{\bar{U}(H)} \right) \cdot \frac{\sigma_u(z)}{\bar{U}(H)} \cdot \frac{\sigma_u(z')}{\bar{U}(H)} \left\{ \frac{S_u(z, n)}{\sigma_u(z)} \cdot \frac{S_u(z', n)}{\sigma_u(z')} \right\}^{\frac{1}{2}} \cdot \int_0^B \int_0^B \\ F_p(y, y', z, z', n) dy dy' dz dz' dn \quad (6.4.35)$$

となる。

6.4.3 建物のねじり振動

風の乱れによって生じる建物の壁面に作用する圧力変動は振巾のみならず位相も場所によって不規則に変動する。そのため、建物には前節で述べたような風向方向の振動のみでなく、ねじり振動も生じることになる。また、前章までに示したように、圧力変動の性状は風上から風下の方へと移動する。このことは、風向方向の振動にはほとんど影響を与えないが、ねじり振動に対しては、その振動を助長する可能性がある。このような圧力変動の移動に伴う振動の増大は、吊屋

根に関して森が指摘している現象と同様なものである¹⁴⁾

前節と同様、建物を線形連続体であると仮定すると、ねじり振動に関する運動方程式は、(6. 4. 3 6) 式によって表わすことができる。

$$I(z) \cdot \ddot{\theta}(z, t) + C_{\theta}(z) \cdot \dot{\theta}(z, t) + D_{\theta}(\theta(z, t)) = M_{\theta}(z, t) + M_{\theta}^*(z, \dot{\theta}, \ddot{\theta}, t) \quad (6. 4. 3 6)$$

ここに $I(z)$ は高さ z における単位高さ当りの慣性モーメント、 $C_{\theta}(z)$ は減衰係数、 $D_{\theta}(\theta(z, t))$ は z に関する線形作用素、 $M_{\theta}(z, t)$ はねじりモーメント、 $M_{\theta}^*(z, \dot{\theta}, \ddot{\theta}, t)$ はねじり振動によって生じるねじりモーメント、 $\theta(z, t)$ はねじり角である。

建物のねじり中心が建物の中央にあると仮定すると、ねじりモーメントは、建物に作用する圧力を用いて、(6. 4. 3 7) 式で表わされる。

$$M_{\theta}(z, t) = \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} P(y, t) y dy \quad (6. 4. 3 7)$$

また $M_{\theta}^*(z, \dot{\theta}, \ddot{\theta}, t)$ は、前節の $p^*(z, \dot{x}, \ddot{x}, t)$ の場合と同様の仮定に基づいた場合、(6. 4. 3 8) 式によって表わすことができる。

$$M_{\theta}^*(z, \dot{\theta}, \ddot{\theta}, t) = \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} C_{PW} \cdot \rho \cdot \bar{U}(z) \cdot \dot{\theta}(z, t) y^2 \cdot dy \quad (6. 4. 3 8)$$

前節と同様、(6. 4. 3 6) 式を正規モードに分解して表示すると、 j 次モードに対応した運動方程式は(6. 4. 3 9) 式となる。

$$I_j \ddot{\theta}_j(t) + (C_{\theta j} + C_{\theta j}^*) \dot{\theta}_j(t) + K_{\theta j} \theta_j(t) = M_{\theta j}(t) \quad (6. 4. 3 9)$$

ここに $I_j, C_{\theta j}, K_{\theta j}, \theta_j$ は、それぞれ一般化慣性モーメント、減衰係数、ねじり剛性及びねじり角で、前節と同様(6. 4. 4 0) ~ (6. 4. 4 2) 式によって定義される。

$$I_j = \int_0^H I(z) \cdot \mu_{\theta j}^2(z) dz \quad (6. 4. 4 0)$$

$$C_{\theta j} = \int_0^H C_{\theta}(z) \cdot \mu_{\theta j}^2(z) dz \quad (6. 4. 4 1)$$

$$K_{\theta j} = \int_0^H K_{\theta}(z) \cdot \mu_{\theta j}^2(z) dz \quad (6. 4. 4 2)$$

また $M_{\theta j}(t)$ は一般化ねじりモーメントであり、

$$M_{\theta j}(t) = \int_0^H M_{\theta}(z, t) \mu_{\theta j}(z) dz \quad (6. 4. 4 3)$$

となる。ここに $\mu_{\theta j}(z)$ は、ねじり角の j 次のモード形を表わしている。

$C_{\theta j}^*$ は一般化ねじり空力減衰で

$$C_{\theta j}^* = \int_0^H M_{\theta}^*(z, \dot{\theta}, \ddot{\theta}, t) \cdot \mu_{\theta j}(z)^2 dz \quad (6. 4. 4 4)$$

である。

(6.4.3 8) 式より，一般化ねじ角のパワースペクトル密度は

$$S_{\theta j}(n) = |\chi_{\theta j}(n)|^2 \cdot S_{Mj}(n) \quad (6.4.4 5)$$

となる。ここに $|\chi_{\theta j}(n)|^2$ は力学的アドミッタンス， $S_{Mj}(n)$ は一般化ねじりモーメントのパワースペクトル密度であり，それぞれ (6.4.4 6)，(6.4.4 7) 式で表わされる。

$$|\chi_{\theta j}(n)|^2 = \frac{1}{K_{\theta j} \left[\left\{ 1 - \left(\frac{n}{n_{\theta j}} \right)^2 \right\}^2 + 4 \left(\eta_{\theta j} + \eta_{\theta j}^* \right)^2 \left(\frac{n}{n_{\theta j}} \right)^2 \right]} \quad (6.4.4 6)$$

$$S_{Mj}(n) = \int_0^H \int_0^H \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} S_{pp}(y, z, y', z', n) \cdot \mu_{\theta j}(z) \mu_{\theta j}(z') y y' dy' dz' dz \quad (6.4.4 7)$$

ここに $n_{\theta j} \cdot \eta_{\theta j}$ は， j 次のねじり固有振動数及び減衰定数を表わす。また $\eta_{\theta j}^*$ は j 次モードに対するねじり空力減衰定数であり，(6.4.4 8) 式で表わされる。

$$\eta_{\theta j}^* = \frac{C_j^*}{4\pi n_{\theta j} \cdot I_j} \quad (6.4.4 8)$$

前節と同様に圧力変動が流速変動の線形変換で表わされるとすれば，一般化ねじりモーメントのパワースペクトル密度は

$$S_{Mj}(n) = \int_0^H \int_0^H \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \rho^2 \cdot \bar{U}(z) \cdot \bar{U}(z') \cdot \mu_{\theta j}(z) \cdot \mu_{\theta j}(z') \cdot \left\{ S_u(z, n) \cdot S_u(z', n) \right\}^{\frac{1}{2}} \cdot (C_{PW} - C_{PL})^2 \cdot F_P^*(y, y', z, z', n) y y' dy' dz' dz \quad (6.4.4 9)$$

となる。

ただし，前節と異なり上式の積分の評価に対しては，圧力変動の同位相成分だけでなく，位相差も影響するので， $F_P^*(y, y', z, z', n)$ は (6.4.3 4) 式のコ・コヒーレンスを規準化クロスベクトル密度に置換した (6.4.5 0) 式で表わされる。

$$\begin{aligned} F_P^*(y, y', z, z', n) = & \frac{C_{PW}^2}{(C_{PW} - C_{PL})^2} \cdot |\chi_{PW}|^2 \cdot \phi_{PW}(y, y', z, z', n) \\ & - \frac{2 \cdot C_{PW} \cdot C_{PL}}{(C_{PW} - C_{PL})^2} \cdot |\chi_{PW}| \cdot |\chi_{PL}| \cdot \phi_{PWL}(y, y', z, z', n) \\ & + \frac{C_{PL}^2}{(C_{PW} - C_{PL})^2} \cdot |\chi_{PL}|^2 \cdot \phi_{PL}(y, y', z, z', n) \quad (6.4.5 0) \end{aligned}$$

ここに $\phi_{PW}(y, y', z, z', n)$ ， $\phi_{PWL}(y, y', z, z', n)$ ， $\phi_{PL}(y, y', z, z', n)$ は，規準化クロスベクトル密度を表わしている。

したがって，一般化ねじり角の分散は，

$$\sigma_{\theta j}^2 = (C_{PW} - C_{PL})^2 \cdot \rho^2 \cdot \bar{U}(H)^4 \cdot \int_0^\infty |\chi_{\theta j}(n)|^2$$

$$\begin{aligned} & \int_0^H \int_0^H \mu_{\theta_j}(z) \cdot \mu_{\theta_j}(z') \cdot \left(\frac{\bar{U}(z)}{\bar{U}(H)} \right) \cdot \left(\frac{\bar{U}(z')}{\bar{U}(H)} \right) \cdot \frac{\sigma_u(z)}{\bar{U}(H)} \cdot \frac{\sigma_u(z')}{\bar{U}(H)} \\ & \cdot \left\{ \frac{S_u(z, n)}{\sigma_u(z)} \cdot \frac{S_u(z', n)}{\sigma_u(z')} \right\}^{\frac{1}{2}} \cdot \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} F_p^*(y, y', z, z', n) \, y y' \, dy \, dy' \, dz \, dz' \, dz \, dn \end{aligned} \quad (6.4.51)$$

となる。

6.4.4 建物の最大応答—ガスト影響係数

建物の最大応答は、第1章で述べた最大圧力と同様、不規則過程論に関する S. O. Rice や D. E. Cautwright 等の理論によって評価することができる。^{5), 6)} その場合、建物の変位変動の確率密度分布が必要となる。第1章で述べたように、建物に作用する圧力変動の確率密度分布は、たとえ流速変動が正規定常確率過程であるとしても、流速変動の高次項の影響から、正規分布よりはるかに歪度の大きい偏った分布形を示す。したがって、このような圧力変動によって生じる建物の変位変動の確率密度分布も、正規確率密度分布とはならないのではないかとと思われる。

しかしながら、建物全体に作用する風力変動 $F(t)$ は、建物の表面全体に亘る圧力変動の積分、

$$F(t) = \int_A p(y, z, t) \, dA \quad (6.4.52)$$

となるから、各点の圧力変動が無相関であれば、中央極限定理より、変動圧力の確率密度分布は正規分布となる。実際には、各点の圧力変動には相関があるので、完全な正規分布にならないと思われるが、規模の大きい建物については、きわめて正規分布に近くなると考えてよい。

また、建物の変位変動 $X(t)$ は、一般に衝激関数 $h(t)$ と $F(t)$ の畳み込み積分

$$X(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t - \tau) F(\tau) \, d\tau \quad (6.4.53)$$

の形で表わされるので、各時間における圧力変動が無相関、即ち圧力変動がホワイトノイズの場合、中央極限定理により、建物の変位変動の確率密度分布はやはり正規分布となる。

図 6.4.2 は、流速変動を正規分布とした場合の圧力変動及び変位変動の確率密度分布をシュミレーションによって調べたものである。このケースでは、建物の規模効果を考慮していない、即ち (6.4.44) 式の $A \rightarrow 0$ としているため、圧力変動と風力変動の確率密度分布は同じとなる。図 6.4.2 より、このように歪度の大きい確率密度分布をもった外力変動が入力しても、建物の変位変動はほぼ正規分布で表わされることがわかる。

したがって、一般に建物の変位変動は、正規定常不規則過程で表わされると考えてよい。不規則変動が正規定常不規則過程の場合の最大値の期待値は、第1章で述べたように、Cartwright, Davenport, 日野によれば (6.5.54) ~ (6.5.56) 式によって求めることができる。

$$X_{j\max} = \bar{X}_j \cdot G_j \quad (6.4.54)$$

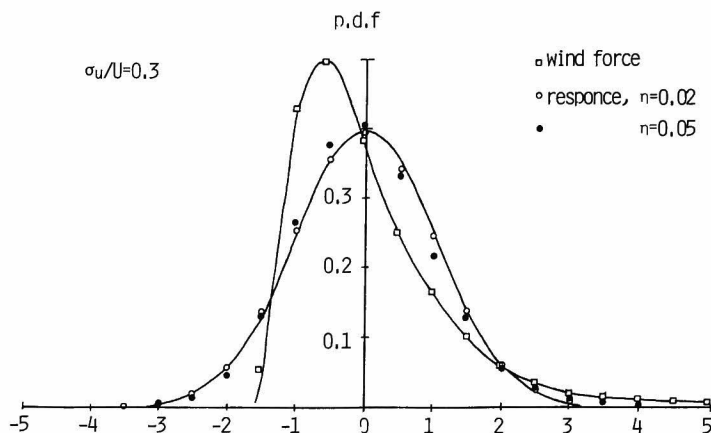


図 6.4.2 風力、応答の確率密度分布

$$G_j = 1 + \frac{\sigma_{x_j}}{\bar{X}_j} \cdot g_j \quad (6.4.55)$$

$$g_j = \sqrt{2 \ln \nu_j T} + \frac{0.577}{\sqrt{2 \ln \nu_j T}} \quad (6.4.56)$$

である。ここに $\bar{X}_{j\max}$ は最大変位の期待値、 T は観測期間である。また G_j は最大変位が平均変位の何倍となるかを示す量で、ガスト影響係数と呼ばれている。 g_j は、変動変位の最大値と標準偏差の比でピークファクターと呼ばれている。

また ν_j は単位時間に変動変位が平均値 \bar{X}_j を横切る回数で、一般化変位のパワースペクトルを用いて (6.4.57) 式で表わされる。

$$\nu_j = \left(\frac{\int_0^\infty n^2 S_{x_j}(n) dn}{\int_0^\infty S_{x_j}(n) dn} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.4.57)$$

6.4.5 ガスト影響係数の評価

前節までに述べた方法によって、ガスト影響係数を計算するためには、次の諸量が必要となる。

- i) 平均流速の鉛直分布
- ii) 流速変動のパワースペクトル密度
- iii) 流速－圧力アドミッタンス
- iv) 圧力変動のコ・コヒーレンス
- v) 圧力係数
- vi) 建物の固有振動モード

本節では、上記の諸量に対して、前章までの実験結果に基づいて、次のように仮定した。

i) 平均流速の鉛直分布

4章で述べたように、乱流境界層中の平均流速の鉛直分布は、(6.4.58)式対数法則あるいは(6.4.59)式指数法則によって表わすことができる。

$$\bar{U}(z) = \frac{U^*}{\kappa} \ln \frac{z-d}{z_0} \quad (6.4.58)$$

$$\bar{U}(z) = \bar{U}(H) \cdot \left(\frac{z}{H}\right)^\alpha \quad (6.4.59)$$

ここに、 κ はカルマン定数(=0.4)、 U^* は摩擦速度、 z_0 は粗度長、 d は零面補正高さ、 α は分布形を定めるべき指数である。

境界層理論からは、(6.4.58)式対数法則が導かれるが、建物の応答の計算では、(6.4.35)式によって示されているように、積分の評価が重要となるので、(6.4.59)式指数法則の方が、工学的には取り扱い易い。したがって、次節で示す応答計算では(6.4.59)式の指数法則を採用することとした。

ii) 流速変動のパワースペクトル密度

4章で述べたように、境界層流の場合や自然風の場合にも、等方性乱流と同様流速変動のパワースペクトル密度は、(6.4.60)式に示したようなカルマン型のスペクトルによって表わすことができる。

$$\frac{n \cdot S_u(n, z)}{\sigma_u^2(z)} = 0.475 \frac{\tilde{n}}{(1+\tilde{n}^2)^{5/6}} \quad (6.4.60)$$

ここに $\tilde{n} = \frac{n \cdot L_H(z)}{\bar{U}(10)}$ である。

自然風の場合にも、神田¹⁹⁾、日野²⁰⁾、Simiu²¹⁾、前田等²²⁾の研究によれば、4章で述べた乱流境界層の場合と同様、乱れのスケール係数 $L_H(z)$ は高さとともに増大する。

一方、Davenport は確率統計的手法によって初めて風の乱れによる建物の応答を評価した際、(6.4.60)式よりも積分の容易な(6.4.61)式によって、圧力変動のパワースペクトル密度を表わした。^{6),7)}

$$\frac{n \cdot S_u(n)}{\sigma_u} = \frac{2}{3} \frac{\tilde{n}^2}{(1+\tilde{n}^2)^{4/3}} \quad (6.4.61)$$

ここに $\tilde{n} = \frac{n \cdot 1200}{\bar{U}(10)}$ である。

(6.4.60)、(6.4.61)式とも、高周波数領域におけるパワースペクトル密度の減少勾配は、Kormogorof によって理論的に導かれたように $-5/3$ 乗となる。⁸⁾しかし、低周波数領域においては、(6.4.61)式の方が(6.4.60)式に比べて、変動のパワーの減少が著しい。

次節では、風荷重指針をはじめとする各国基準で広く使用されている(6.4.61)式のDavenportのスペクトルを用いることとした。

iii) 流速-圧力アドミッタンス

流速変動を圧力変動へ変換する変換子流速-圧力アドミッタンスは前章迄の実験結果によれば、建物の巾を基準とした無次元周波数 nB/U の関数として (6.4.6 2) 式で表わすことができる。

$$|\chi_{up}(n)|^2 = \frac{1}{\{1 + 20(\frac{nB}{U})^2\}^{\beta_1}} \quad (6.4.6 2)$$

β_1 は 2 次元角柱の場合、風上面中央点で $2/3$ で端部へ向かうにつれて減少する。また境界層流の場合には風上面の中央点付近では $2/3$ 程度であるが、頂部へ向かうにつれ増大する。背面の場合には風上面に比べると β_1 は若干小さい。

次節の応答計算では、計算の簡略化から、風上面・背面をとわず、 $\beta_1 = 2/3$ とした。

iv) 圧力変動のコ・コヒーレンス

前章までに述べたように圧力変動の鉛直及び水平方向のコ・コヒーレンスは、流速変動のコ・コヒーレンスよりも全周波数領域に亘ってかなり大きい。前章までの実験結果によれば、圧力変動のコ・コヒーレンスは、ほぼ測点間の距離 Δz あるいは Δy を基準とする無次元周波数 $n\Delta z/U$ の指数関数として、(6.4.6 3)、(6.4.6 4) 式で表わされる。^{注 1)}

$$Co_V(z, z', n) = e^{\frac{-c_V |z - z'| \cdot n}{\bar{U}(z)}} \quad (6.4.6 3)$$

$$Co_H(y, y', z, n) = e^{\frac{-c_H |y - y'| \cdot n}{\bar{U}(z)}} \quad (6.4.6 4)$$

ここに $Co_V(z, z', n)$, $Co_H(y, y', z, n)$ それぞれ鉛直及び水平方向のコ・コヒーレンスを表わしている。また c_V , c_H はコ・コヒーレンスの大きさを定める係数であり、流速変動の場合 8 ~ 10 程度であるが、圧力変動の場合は前述したように流速変動よりコ・コヒーレンスの値が大きくなり、 c_V , c_H は流速変動の場合より小さい。前章までの実験結果によれば、圧力変動の場合、 $c_V = 6$, $c_H = 3 \sim 4$ 程度である。

本節では、(6.4.3 4) 式中のコ・コヒーレンス $Co_{pw}(y, y', z, z', n)$ の評価について、計算の都合上、 Co_{pw} が鉛直方向と水平方向のコ・コヒーレンスの積で与えられると仮定し、 $c_V = 6$, $c_H = 4$ として応答を算定した。したがって、コ・コヒーレンスは

注 1) 乱れのスケールに比べて、 Δz が小さくない場合には、低周波数領域のコ・コヒーレンスは、1 章の等方性乱流の場合に示したように、 $\Delta z/L_x$ の影響を受ける。そのような場合には、神田が提案しているように、(6.4.6 3)、(6.4.6 4) 式の n のかわりに次式で表わされる n^* を用いる方が良いと思われる。¹⁹⁾

$$n^* = \sqrt{n^2 + (c_1 \frac{\bar{U}(z)}{L_x})^2}$$

$$\begin{aligned} C_{0PW}(y, y', z, z', n) &= C_{0V}(z, z', n) \times C_{0H}(y, y', n) \\ &= e^{-6 \frac{|z-z'|n}{\bar{U}(H)}} \cdot e^{-4 \frac{|y-y'|n}{\bar{U}(H)}} \quad (6.4.65) \end{aligned}$$

となる。

また背面のコ・コヒーレンス $C_{0PL}(y, y', z, z', n)$ については，1，3，4章で述べたように背面の圧力変動の相互相関係数が風上面と大きく変わらないという結果に基づき，風上面の場合と同じ値を用いることとした。

一方，風上面と背面の圧力変動のコ・コヒーレンスは，4章の実験結果によれば，(6.4.66)式のように表わされる。

$$C_{0PWL}\left(\frac{n \cdot D}{\bar{U}(z)}\right) = -c_{WL} \cdot e^{-10 \frac{n \cdot D}{\bar{U}(H)}} \cdot \cos\left(\frac{2\pi n D}{\beta_2 \cdot \bar{U}(z)}\right) \quad (6.4.66)$$

c_{WL} は 0.7～0.9 程度， $\beta_2 = 0.3 \sim 0.9$ 程度である。

本節で示す応答計算では， $C_{WL} = 1$ ， $\beta_2 = 0.7$ とした。

V) 圧力係数

本章の1節での考察にしたがい， $C_{PW} = 0.8$ ， $C_{PL} = -0.6$ とした。(荷重指針では安全側の評価を与える $C_{PW} = 0.8$ ， $C_{PL} = -0.4$ を採用している。)

vi) 建物の固有振動モード

建物に作用する圧力変動のエネルギーは，(6.4.52)，(6.4.53)式で示されているように高周波数領域に向かうにしたがい急速に減少するので，建物の固有振動数がきわめて小さくない限り，2次以上の高次モードの振動が応答全体に及ぼす影響はきわめて小さい。したがって，通常は2次以上の高次振動は無視することができる。本節でも，2次以上の高次振動は無視することとした。

建物の振動モードは，振動方程式を固有値問題として解くことによって求めることができ，一般に複雑な関数で表わされる。しかしながら，1次モードについては，ほぼ(6.4.67)式のように高さのべき乗で表わすことができる。

$$\mu_1(z) = \left(\frac{z}{B}\right)^{\beta_3} \quad (6.4.67)$$

特に曲げ剪断モードで振動する高層建築物の場合，1次モードはほぼ直線，即ち $\beta_3 = 1$ となる。本節の計算では，風向方向振動及びねじり振動とも， $\beta_3 = 1$ として1次モードを定めた。

なお本節の計算では，上述した i)～vi) の仮定の他に，風向方向振動とねじり振動が独立であると仮定し，建物の端部の変位を計算した。

以上の仮定により，(6.4.34)式の $F_P(y, y', z, z', n)$ は(6.4.68)式によって表わすことができる。

ここに

$$F_P(y, y', z, z', n) = \frac{1}{(C_{PW} - C_{PL})^2} \cdot \frac{1}{\{1 + 20(\frac{n \cdot B}{\bar{U}(H)})^2\}^{2/3}} \cdot e^{-6 \frac{|z-z'| \cdot n}{\bar{U}(H)}} \cdot e^{-4 \frac{|y-y'| \cdot n}{\bar{U}(H)}} \\ \cdot \{C_{PW}^2 + C_{PL}^2 - 2C_{PW}C_{PL} \cdot e^{-10 \frac{n \cdot D}{\bar{U}(H)}} \cdot \cos \frac{2\pi n \cdot D}{0.7 \bar{U}(H)}\} \quad (6.4.68)$$

したがって、1次モードに対する一般化圧力のパワースペクトル密度は、

$$S_{P_1}(n) = \left\{ \frac{C_{PW} - C_{PL}}{2 + \alpha} \cdot \frac{1}{2} \rho \cdot \bar{U}(H)^2 \cdot B \cdot H \right\}^2 \left(\frac{\sigma_u}{\bar{U}(H)} \right)^2 \frac{4 \cdot S_u(n)^2}{\sigma_u^2} \cdot | \chi_{up} |^2 \cdot | J_v |^2 \cdot | J_H |^2 \cdot | J_{WL} |^2 \quad (6.4.69)$$

となる。

ここに $|J_v|^2$, $|J_H|^2$, $|J_{WL}|^2$ は、それぞれ鉛直、水平及び風向方向のジョイントアクセプタンスであり、(6.4.70)～(6.4.72)式で表わされる。

$$|J_v|^2 = \frac{(2 + \alpha)^2}{H^2} \int_0^H \int_0^H \left(\frac{z}{H} \right)^{1+\alpha} \cdot \left(\frac{z'}{H} \right)^{1+\alpha} \cdot e^{-\frac{6n|z-z'|}{\bar{U}(H)}} dz dz' \quad (6.4.70)$$

$$|J_H|^2 = \frac{1}{B^2} \int_0^B \int_0^B e^{-\frac{4n|y-y'|}{\bar{U}(H)}} dy dy' \quad (6.4.71)$$

$$|J_{WL}|^2 = \frac{C_{PW}^2 + C_{PL}^2}{(C_{PW} - C_{PL})^2} - \frac{2C_{PW} \cdot C_{PL}}{(C_{PW} - C_{PL})^2} \cdot e^{-10 \frac{n \cdot D}{\bar{U}(H)}} \cdot \cos \frac{2\pi n \cdot D}{0.7 \bar{U}(H)} \quad (6.4.72)$$

(6.4.70)式の積分値は α の値に依存しているか、 $\alpha = 0 \sim 1$ 程度の場合、 α の影響はきわめて小さい。したがって、今後の計算では解析的に積分可能なように、 $\alpha = 0$ として積分を評価した。その結果、 $|J_v|^2$, $|J_H|^2$ は次式で表わされる。

$$|J_v|^2 = \frac{4}{\xi_v} \left(\frac{2}{3} - \frac{1}{\xi_v} - \frac{2}{\xi_v^2} e^{-\xi_v} + \frac{2}{\xi_v^3} - \frac{2}{\xi_v^3} \cdot e^{-\xi_v} \right) \quad (6.4.73)$$

$$|J_H|^2 = \frac{2}{\xi_H} \left(1 - \frac{1}{\xi_H} + \frac{1}{\xi_H} e^{-\xi_H} \right) \quad (6.4.74)$$

ここに $\xi_v = \frac{6 \cdot n \cdot B}{\bar{U}(H)}$, $\xi_H = \frac{4 \cdot n \cdot B}{\bar{U}(H)}$ である。

したがって一般化変位の分散は、

$$\sigma_x^2 = \left\{ \frac{C_{PW} - C_{PL}}{2 + \alpha} \cdot \frac{1}{2} \rho \cdot \bar{U}(H) \cdot B \cdot H \right\}^2 \left(\frac{\sigma_u}{\bar{U}(H)} \right)^2 \\ \cdot \int_0^\infty | \chi_m(n) |^2 \cdot | \chi_{up}(n) |^2 \cdot \frac{4 S_u(n)}{\sigma_u^2} \cdot | J_v |^2 \cdot | J_H |^2 \cdot | J_{WL} |^2 dn \quad (6.4.75)$$

となる。

減衰定数が小さい場合，一般化変位のパワースペクトル密度は，固有振動数付近に鋭いピークを持つので，(6.4.75) 式の積分は固有振動数付近の積分 A_1 と，それ以外の周波数領域の積分 A_2 に分けて評価することができる。

固有振動数付近の積分は，固有振動数におけるスペクトルの値をパワーとしたホワイトノイズに対する応答によって近似することができ，(6.4.76) 式で表わされる。²³⁾

$$A_1 = \left\{ \frac{C_{FW} - C_{PL}}{2 + \alpha} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \bar{U}(H) \cdot B \cdot H \right\}^2 \cdot \frac{\pi n_0}{4(\eta + \eta^*)K^2} \cdot \frac{4 S_u(n_0)}{\sigma_v^2} \cdot |\chi_{up}(n_0)|^2 \cdot |J_v(n_0)|^2 \cdot |J_H(n_0)|^2 \cdot |J_{wL}(n_0)|^2 \quad (6.4.76)$$

ここに n_0 ， η は 1 次固有振動数及び減衰定数を表わしている。

また η^* は 1 次モードに対する空力減衰定数で (6.4.77) 式で表わされる。

$$\eta^* = \frac{3 \cdot C_{FW} \cdot \rho \cdot \bar{U}(H)}{(3 + \alpha) \cdot 4\pi \cdot n_0 \cdot D \cdot r} \quad (6.4.77)$$

ここに r は建物の密度を表わしている。

固有振動数以外の周波数領域の積分は，(6.4.78) 式の力学的アドミッタンスとして剛性の逆数の 2 乗を用いれば良い。したがって，

$$A_2 = \left\{ \frac{C_{FW} - C_{PL}}{2 + \alpha} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \bar{U}(H) \cdot B \cdot H \right\}^2 \cdot \frac{1}{K^2} \int_0^\infty \frac{4 S_u(n)}{\sigma_v^2} \cdot |\chi_{up}|^2 \cdot |J_v|^2 \cdot |J_H|^2 \cdot |J_{wL}|^2 \, dn \quad (6.4.78)$$

となる。

一方，建物の 1 次モードに対応する一般化変位の平均値は，(6.4.15) 式から，

$$\bar{X} = \frac{C_{FW} - C_{PL}}{2K(1 + \alpha)} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \bar{U}(H)^2 \cdot B \cdot H \quad (6.4.79)$$

で表わされる。

したがって，一般化変位の標準偏差と平均値の比は，

$$\frac{\sigma_X}{\bar{X}} = \frac{2 \cdot \sigma_v}{\bar{U}(H)} \cdot \frac{2(1 + \alpha)}{2 + \alpha} \cdot \sqrt{B_a + R_e} \quad (6.4.80)$$

となる。

ここに

$$B_a = \int_0^\infty \frac{S_u(n)}{\sigma_u^2} \cdot |\chi_{up}|^2 \cdot |J_v|^2 \cdot |J_H|^2 \cdot |J_{wL}|^2 \, dn \quad (6.4.81)$$

$$R_e = \frac{\pi}{4(\eta + \eta^*)} \cdot \frac{n_0 S_u(n_0)}{\sigma_u^2} \cdot |\chi_{up}(n_0)|^2 \cdot |J_v(n_0)|^2 \cdot |J_H(n_0)|^2 \cdot |J_{wL}(n_0)|^2 \quad (6.4.82)$$

である。

ねじり振動の場合も，上と全く同様にして評価することができ，ねじり角の標準偏差は (6.4.83) 式で表わされる。

$$\sigma_{\theta} = \frac{B}{K_{\theta}} \cdot \left(\frac{C_{PW} - C_{PL}}{2 + \alpha} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \bar{U}(H)^2 \cdot B \cdot H \right) \cdot \frac{2\sigma_u}{\bar{U}(H)} \cdot \sqrt{Ba_{\theta} + Re_{\theta}} \quad (6.4.83)$$

ここに

$$Ba_{\theta} = \int_0^{\infty} \frac{S_u(n)}{\sigma_u^2} \cdot |\chi_{up}|^2 \cdot |J_v|^2 \cdot |J_{\theta_H}|^2 \cdot |J_{WL}|^2 \cdot dn \quad (6.4.84)$$

$$Re_{\theta} = \frac{\pi}{4(\eta_{\theta} + \eta_{\theta}^*)} \cdot \frac{n_{\theta_0} \cdot S_u(n_{\theta_0})}{\sigma_u^2} \cdot |\chi_{up}(n_{\theta_0})|^2 \cdot |J_v(n_{\theta_0})|^2 \cdot |J_{\theta_H}(n_{\theta_0})|^2 \cdot |J_{WL}(n_{\theta_0})|^2 \quad (6.4.85)$$

である。上式において K_{θ} はねじり剛性， n_{θ_0} はねじりの1次固有振動数， η_{θ} は減衰定数である。

また η_{θ}^* は，ねじり振動に関する空力減衰定数であり，(6.4.48)式より

$$\eta_{\theta}^* = \frac{3}{3 + \alpha} \cdot \frac{C_{PW} \cdot \rho \cdot \bar{U}(H)}{4\pi n_{\theta_0}} \cdot \frac{B^2}{B^2 + D^2} \cdot \frac{1}{D \cdot \gamma} \quad (6.4.85)$$

で表わされる。

$|J_{\theta_H}(n)|^2$ は，ねじり振動に関する水平方向のジョイントアクセプタンスであり，(6.4.87)式で表わされる。

$$\begin{aligned} |J_{\theta_H}(n)|^2 &= \frac{1}{B^4} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} e^{\frac{-4n|y-y'|}{\bar{U}(H)}} \cdot \cos \frac{2\pi n(y-y')}{\beta_4 \bar{U}(H)} \cdot y \cdot y' dy dy' \\ &= \frac{1}{(\zeta_t^2 + \xi_t^2)^2} \left[2(f_2^2 - f_1^2) e^{-\zeta_t} \cos \xi_t + 4f_1 f_2 e^{-\zeta_t} \sin \xi_t - 2(f_1 f_3 - f_2 f_4) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\zeta_t(\zeta_t^2 + \xi_t^2)}{6} \right] \quad (6.4.87) \end{aligned}$$

$$\text{ここに} \quad f_1 = \frac{\zeta_t}{2} (\zeta_t^2 + \xi_t^2) + (\zeta_t^2 - \xi_t^2)$$

$$f_2 = \frac{\xi_t}{2} (\zeta_t^2 + \xi_t^2) + 2\zeta_t \xi_t$$

$$f_3 = \frac{\zeta_t}{2} (\zeta_t^2 + \xi_t^2) - (\zeta_t^2 - \xi_t^2)$$

$$f_4 = \frac{\xi_t^2}{2} (\zeta_t^2 + \xi_t^2) - 2\zeta_t \cdot \xi_t$$

$$\zeta_t = \frac{4nB}{\bar{U}(H)}, \quad \xi_t = \frac{2\pi n \cdot B}{\beta_4 \cdot \bar{U}(H)}$$

である。 β_4 は圧力変動の移動速度と一般流平均流速を表わす。

図6.4.3は $|J_{\theta_H}(n)|^2$ が β_4 によってどのように変化するかを調べたものである。 β_4 が小さくなるにつれて， $|J_{\theta_H}(n)|^2$ のピークが低周波数領域に移動し鋭くなることがわかる。もし建物のねじり固有振動数がこのピークと一致すれば，きわめて大きなねじり振動が誘発される。

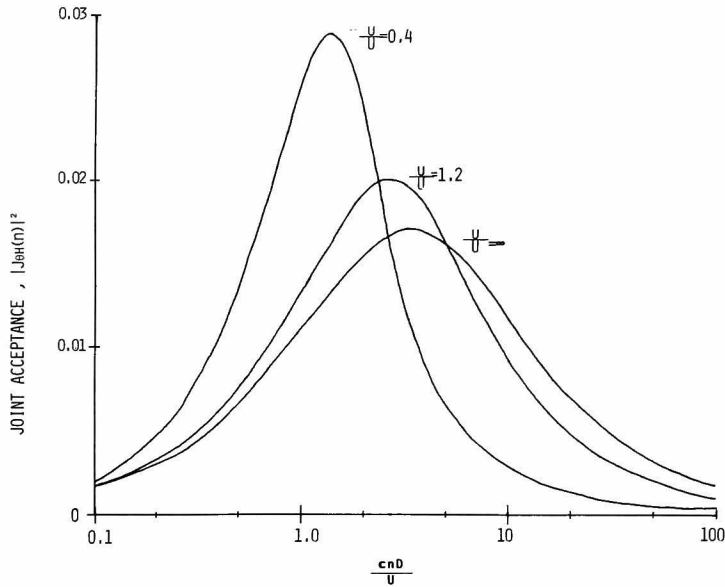


図 6.4.3 ねじり振動に関するジョイントアクセプタンス

次に風向方向振動とねじり振動が独立とした場合の建物の端部での変位変動の標準偏差を算出する。

$$I = \frac{B^2 + D^2}{12} m$$

となるから、ねじり剛性と風向方向振動の剛性の関係は、

$$K_\theta = K \cdot \frac{B^2 + D^2}{12} \cdot \left(\frac{n_{\theta 0}}{n_0} \right)^2 \quad (6.4.87)$$

となる。

したがって、ねじり振動によって生じる建物の端部の変位変動の標準偏差は、

$$\sigma_x^* = \frac{B}{2} \sigma_\theta = \frac{6 B^2}{B^2 + D^2} \left(\frac{n_0}{n_{\theta 0}} \right)^2 \cdot \frac{1}{K} \cdot \left(\frac{C_{FW} - C_{PL}}{2 + \alpha} \cdot \rho \cdot \bar{U}(H) \cdot B \cdot H \right) \cdot \frac{2 \sigma_u}{\bar{U}(H)} \cdot \sqrt{B a_\theta + R e_\theta} \quad (6.4.88)$$

となる。ここに σ_x^* はねじり振動による、端部の変位変動の標準偏差である。

ねじり振動と風向方向振動が独立な場合、端部の変位変動の標準偏差は、

$$\tilde{\sigma}_x = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_x^{*2}} \quad (6.4.89)$$

で表わさる。ここに $\tilde{\sigma}_x$ は、風向方向振動とねじり振動の両方による端部の変位変動の標準偏差である。

したがって、この場合のガスト影響係数は、

$$G = 1 + \frac{\tilde{\sigma}_x}{\bar{X}} \cdot g \quad (6.4.90)$$

となる。

ここに

$$\frac{\widetilde{\sigma}_x}{\bar{X}} = \frac{2\sigma_u}{\bar{U}(H)} \cdot \frac{2(1+\alpha)}{2+\alpha} \cdot \sqrt{B_a + R_a + \left(\frac{6B^2}{B^2 + D^2}\right)^2 \cdot \left(\frac{n_0}{n_{\theta 0}}\right)^4 \cdot (B_{a\theta} + R_{e\theta})} \quad (6.4.91)$$

,

$$g = \sqrt{2 \ln \nu T} + \frac{0.577}{\sqrt{2 \ln \nu T}} \quad (6.4.92)$$

$$\nu = \left(\frac{\int_0^\infty n^2 \left\{ S_X(n) + \frac{B^2}{4} S_\theta(n) \right\} dn}{\int_0^\infty \left\{ S_X(n) + \frac{B^2}{4} S_\theta(n) \right\} dn} \right)^{\frac{1}{2}} \\ \div \left(\frac{n_0^2 R_a + \left(\frac{6B^2}{B^2 + D^2}\right)^2 \left(\frac{n_0}{n_{\theta 0}}\right)^4 \cdot n_{\theta 0} \cdot R_{e\theta}}{B_a + R_a + \left(\frac{6B^2}{B^2 + D^2}\right)^2 \cdot \left(\frac{n_0}{n_{\theta 0}}\right)^4 \cdot (B_{a\theta} + R_{e\theta})} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.4.93)$$

となる。

なお、(6.4.89)式においては、風が面に直角に当たる場合を考え、平均ねじり角を零としている。

また、ねじり振動と風向振動の標準偏差の比、

$$\frac{\sigma_x^*}{\sigma_x} = \frac{6B^2}{B^2 + D^2} \cdot \left(\frac{n_0}{n_{\theta 0}}\right)^2 \cdot \sqrt{\frac{B_{\theta a} + R_{\theta a}}{B_a + R_a}} \quad (6.4.94)$$

で表わされる。

6.4.6 ガスト影響係数の比較

前節までに示した方法によって、ガスト影響係数を計算し、平均流速分布、圧力変動のスケール、流速－圧力アドミッタンスがガスト影響係数に及ぼす効果を調べたのが表 6.4.1 である。

ガスト影響係数を試算した建物は、Vickery, Simiu, 神田等によってガスト影響係数の比較の際に用いられたものと同じであり、その諸元は表 6.4.1 に示したとおりである。^{9),11),13)} なお、計算ではピークファクターを Vickery, 神田と同じ 3.5 とした。

表 6.4.1 の左端は、前節初めに示した仮定によって算出したガスト影響係数を示している。ねじり振動と曲げ振動の標準偏差の比は 0.23 ～ 0.3 程度で、風の乱れによってもかなり大きなねじり振動が生じることがわかるが、ねじり振動がガスト影響係数に及ぼす影響はきわめて小さく 2% 程度に過ぎない。

表 6.4.1 の左から 2 番目では、圧力変動のスケールがガスト影響係数に及ぼす影響を調べている。当然のことながら、コ・コヒーレンスにおけるスケール係数 c_v , c_H が大きくなるにつれてガスト影響係数は減少する。本計算で採用した $c_v = 6$, $c_H = 4$ の場合を、Davenport によって用いられた $c_v = 8$, $c_H = 20$, あるいは Vickery や Simiu によって用いられた $c_v = 10$, $c_H = 20$ の場合と比較した場合、ガスト影響係数は本計算の方が 15% 程度大きい。

圧力変動の風向方向の相互相関の影響はきわめて大きく、本計算の場合は、Davenport, Vickery, 神田によって仮定されている完全相関の場合に比べて 12% も小さく、また荷重規準で仮定されている無相関に比べて 7% 程度大きい。また、流速－圧力アドミッタンス及び空力減衰の影響は、6% ～ 8% 程度である。

表 6.4.2 は、本計算値の値と、他の研究者達によるガスト影響係数とを比較したものである。本計算値は、荷重指針による値ときわめて近く、また Davenport や Vickery, 神田等の値ともそれ程大きなへだたりはないことがわかる。^{7),9),11),13)}

各研究者達の方法に比べて、圧力変動のスケールをかなり大きくしているにもかかわらずこのようにガスト影響係数の値に大きな開きが生じないのは、本計算で新たに導入した流速－圧力アドミッタンスと風向方向のコ・コヒーレンスによる応答の減少と、圧力変動のスケールの増大による応答の増加とが、ほぼ相殺していることとが原因であると考えられる。したがって、工学的には、荷重指針にあるようなより簡単な方法が十分妥当であると考えてよい。

表6.4.1 ガスト影響係数

SPEC		METHOD 1				EFFECT OF PRESSURE SCALE				EFFECT OF ALONG-WIND CORRELATION	EFFECT OF P/V ADMITTANCE	EFFECT OF AERO-DYNAMIC DAMPING
height (m)	H	152 ('B')	366 ('C')			366				366	366	366
breadth (m)	B	61	61			61				61	61	61
depth (m)	D	45	45			45				45	45	45
natural frequency (Hz)	along-wind	n_b	0.2	0.1		0.1				0.1	0.1	0.1
	torsion	n_θ	0.24	0.12		0.12				0.12	0.12	0.12
critical damping ratio	along-wind	η_b	0.01	0.01		0.01				0.01	0.01	0.01
	torsion	η_θ	0.01	0.01		0.01				0.01	0.01	0.01
density of building (kg/m^3)	γ	150	150			150				150	150	150
terrain		URBAN	OPEN	URBAN	OPEN	URBAN				URBAN	URBAN	URBAN
wind velocity at H (m/sec)	U_H	31.1	39.9	31.1	39.9	31.1				31.1	31.1	31.1
turbulent intensity at H	σ_w/U_H	0.177	0.113	0.177	0.113	0.177				0.177	0.177	0.177
wind profile $U_z/U_H=(z/H)^{0.6}$	α	0.3	0.15	0.3	0.15	0.3				0.3	0.3	0.3
vertical co-coherence $\exp(-C_v \alpha z/H)$	C_v	6.0	6.0	6.0	6.0	4.0	8.0	8.0	10.0	6.0	6.0	6.0
horizontal co-coherence $\exp(-C_H \alpha y/H)$	C_H	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	8.0	20.0	16.0	4.0	4.0	4.0
along-wind co-coherence $\exp(-C_d D/H) \cos(\frac{2\pi z \Delta n}{U_H})$	C_d	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0
	θ_1	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7
	θ_2	0.667	0.667	0.667	0.667	0.667	0.667	0.667	0.667	0.667	0.667	0.667
p/v admittance $(1+20(nB/U_H)^2)^{-0.2}$		2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0
convection velocity	U_c/U_H	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0
peak factor	g	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5
aerodynamic damping	along-wind	η_b	0.0016	0.0022	0.0042	0.0047	0.0042	0.0042	0.0042	0.0042	0.0042	0.0042
	torsion	η_θ	0.0009	0.0012	0.0023	0.0026	0.0023	0.0023	0.0023	0.0023	0.0023	0.0023
back ground excitation	along-wind	B_a	0.50	0.41	0.46	0.35	0.50	0.42	0.38	0.37	0.27	0.52
resonance excitation	along-wind	R_e	0.28	0.67	1.2	1.9	1.5	0.81	0.53	0.50	1.0	2.0
ratio of resonance of along-wind & torsion(rms)	σ_t/σ_b	0.26	0.30	0.23	0.25	0.24	0.29	0.39	0.36	0.25	0.25	0.23
gust effect factor	along-wind	G^*	2.23	1.88	2.38	2.11	2.54	2.19	2.02	2.00	2.22	2.71
	along-wind & torsion	G	2.27	1.92	2.42	2.14	2.58	2.24	2.10	2.06	2.26	2.76

表6.4.2 ガスト影響係数の比較

Building	Terrain	Davenport	Vickery	Simiu		Kanda		建築物 荷重指針	this work(Method 1) along-wind & torsion	
				$N(f)=0$	$N(f)=0.2$	$\tilde{C}_D=C_{D_0}$	\tilde{C}_D as Table3		along-wind	torsion
'B'	URBAN	2.28	2.33	1.95	2.04	2.58	2.90	2.27	2.23	2.27
	OPEN	1.93	1.97	1.69	1.76	2.07	2.22	1.99	1.88	1.92
'C'	URBAN	2.48	2.26	1.90	1.98	2.32	2.25	2.36	2.38	2.42
	OPEN	2.43*	2.15**	1.82	1.90	2.01	1.93	2.13	2.11	2.14

note *value is corrected by the author

**value was corrected by Simiu

 $N(f)$ is alongwind co-coherence C_D is the dynamic along wind force coefficient combined with drag and mass coefficient

these values are in the case of critical damping ratio, 1%

6.5 風向直角方向の振動

藤本²⁴⁾他や川口²⁵⁾他の高層建物における実測結果や、Vikery⁸⁾他による風洞実験結果等によれば、風向直角方向の振動は、風向方向の振動と同程度かそれ以上であり、風向直角方向振動の評価は、建物の耐風設計上きわめて重要である。したがって、Kareem²⁶⁾、Vickery²⁷⁾をはじめとする多数の研究者によって、その解析が試みられているが、風向方向振動の場合と違い、風向直方向振動を系統的に解析する有効な方法は現在でもなお開発されていないといってよく、実際の設計においては、風洞実験に頼っているのが現状である。

この困難の主な原因は、風向直角方向の圧力変動の性状を、正確に評価することが出来ないことによる。1, 3, 4章に示したように、建物の側面に作用する圧力変動は、風上面と異なり、風の乱れによる影響と、後流の交番渦の影響が入り混ったきわめて複雑な性状を示す。しかも、乱れのスケール、乱れ強さ、流速分布の状態及び建物の形状（アスペクト比、辺長比）によって、圧力変動の性状が大きく変化するため、なかなか圧力変動に関する一般的な表現方法を見い出すことが難しい。

本節では、風向直角方向振動の評価の1試みとして、4章で示した境界層流中にあるアスペクト比4の正四角柱に関する実験結果に基づいて、風向直角方向の圧力変動の定式化を試み、その結果に基づき、前節で示した方法を用いて風向直角方向振動を評価し、風向方向振動と比較することにする。

本節で示す結果は、特定の実験結果に基づいて導かれたものであるが、1, 3, 4章で示したように、側面についても、高周波数領域においては、乱れのスケールや流速分布及びアスペクト比によらず、圧力変動のパワースペクトル密度が、角柱の巾を基準とした無次元周波数のみの関数として表現されるところから、建物の固有振動数 n_0 と建物の巾に基づく無次元周波数 $n_0 B/U$ が、ストローハル数（約0.1）よりも十分大きい場合には、かなりの一般性を有することが期待できる。

6.5.1 風向直角方向の風力変動の定式化

単位面積当りの風向直角方向の圧力変動は、両側面の圧力変動の代数的な差となるのでそのパワースペクトル密度は、(6.5.1)式のように表現される。

$$S_F(n) = 2 \cdot \{1 + C_o(n)\} \cdot S_P(n) \quad (6.5.1)$$

ここに $S_F(n)$ は風向直角方向の圧力変動のパワースペクトル密度、 $S_P(n)$ は側面に作用する圧力変動のパワースペクトル密度、 $C_o(n)$ は両側面に作用する圧力変動のコ・コヒーレンスである。

図6.5.1は、4章で示した境界層流中にあるアスペクト比4の正四角柱に関する実験結果から(6.5.1)式を用いて中央点の風向直角方向の圧力変動のパワースペクトル密度を計算したものである。このパワースペクトル密度を適当な代数式で表現したのが(6.5.2)式で、図6.5.1では実線で示されている。

$$\frac{S_F(n)}{\sigma_p^2} = \frac{1.8}{n_s \{ 1 + | 1 - (\frac{n}{n_s})^2 |^{\frac{4}{3}} \}} = \Phi(n) \quad (6.5.2)$$

ここに n_s は渦の発生周波数であり，4章に示したように，建物の半分の高さでの流速を基準とした場合，2次元角柱の場合とほぼ同様，(6.5.3)式によって表わされる。

$$n_s = \frac{0.1 \cdot \bar{U}(\frac{H}{2})}{B} \quad (6.5.3)$$

また σ_p^2 は，圧力変動の分散を表わしているが，1，3，4章で示したように，側面の場合でも建物の半分の高さの位置では

$$\sigma_p = \rho \cdot \bar{U}(\frac{H}{2}) \cdot \sigma_u(\frac{H}{2}) \cdot \sqrt{C_p \cdot m^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial C_p \cdot m}{\partial \alpha} \right)^2 \cdot \frac{\sigma_v(\frac{H}{2})^2}{\sigma_u(\frac{H}{2})^2}} \quad (6.5.4)$$

で表わされる。ここに σ_u ， σ_v は風向方向，風向直角方向の流速変動の標準偏差， $C_p \cdot m$ は平均圧力係数である。

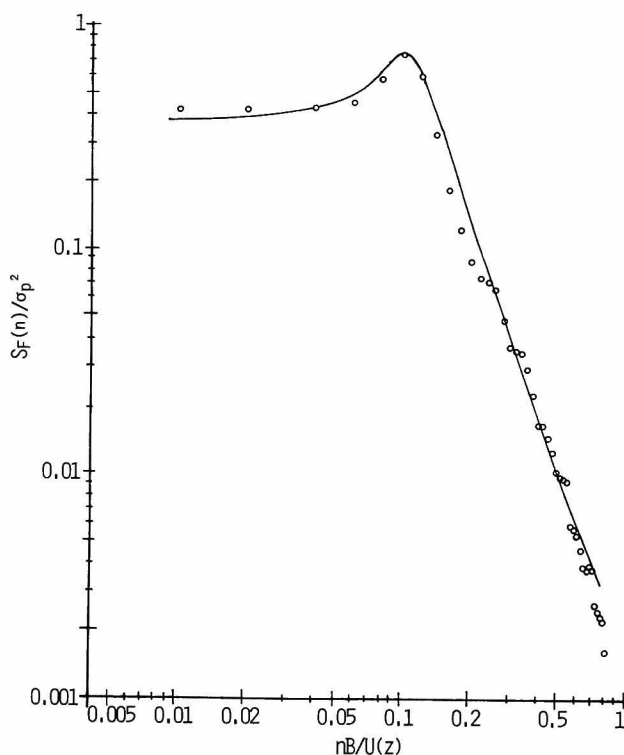


図 6.5.1 風向直角方向の単位面積当りの圧力変動のパワースペクトル密度
実線は (6.5.2) 式

迎角 90° の場合には $\partial C_{p,m} / \partial \alpha$ はきわめて小さく，また $C_{p,m} \approx 1.0$ であるから，

$$\sigma_p = \rho \cdot \bar{U}(\frac{H}{2}) \cdot \sigma_u(\frac{H}{2}) \quad (6.5.5)$$

となる。(6.5.4) 式は，建物の半分の高さで定義された圧力変動の標準偏差であるが，4章で示したように，迎角 90° の場合には，ほぼ側面の圧力変動の標準偏差は一定となるから，(6.5.4) 式を建物のすべての高さに亘って適用して良い。

また，鉛直方向及び水平方向のコ・コヒーレンスは，4章で示したように，それぞれ (6.5.5)，(6.5.6) 式で表現することができる。

$$Co_v(z, z', n) = e^{\frac{-4n^* |z - z'|}{\bar{U}(\frac{H}{2})}} \quad (6.5.6)$$

$$Co_H(y, y', n) = e^{\frac{-4n_H^* |y - y'|}{\bar{U}(\frac{H}{2})}} \cdot \cos \frac{2\pi(y - y')}{\beta_6 \cdot \bar{U}(\frac{H}{2})} \quad (6.5.7)$$

ここに

$$n_v^* = \sqrt{n^2 - 0.028 \frac{n \bar{U}(\frac{H}{2})}{B} + 0.0467 \left(\frac{\bar{U}(\frac{H}{2})}{B} \right)^2}$$

$$n_H^* = \sqrt{n^2 - 0.0726 \frac{n \cdot \bar{U}(\frac{H}{2})}{B} + 0.21 \left(\frac{\bar{U}(\frac{H}{2})}{B} \right)^2}$$

$$\beta_6 = 0.7$$

6.5.2 風向直角方向振動の評価

建物の1次モード形を前節と同様に直線とすると，風向直角方向の一般化圧力のパワースペクトル密度は，前項の結果から (6.5.7) 式で表わされる。

$$S_p(n) = \rho^2 \cdot \bar{U}(\frac{H}{2})^2 \cdot \sigma_u(\frac{H}{2})^2 \cdot H^2 \cdot B^2 \cdot \Phi(n) \cdot |J_v(n)|^2 \cdot |J_H(n)|^2 \quad (6.5.8)$$

ここに

$$|J_H(n)|^2 = \frac{(2+\alpha)^2}{H^2} \int_0^H \int_0^H \left(\frac{z}{H} \right) \cdot \left(\frac{z'}{H} \right) \cdot e^{\frac{-4n_v^* |z - z'|}{\bar{U}(\frac{H}{2})}} dz dz'$$

$$= \frac{4}{\xi_v^*} \left(\frac{2}{3} - \frac{1}{\xi_v^*} - \frac{2}{\xi_v^{*2}} e^{-\xi_v^*} + \frac{2}{\xi_v^{*3}} - \frac{2}{\xi_v^*} \cdot e^{-\xi_v^*} \right)$$

$$|J_v(n)|^2 = \frac{1}{B^2} \int_0^D \int_0^D e^{\frac{-8n_H^* |y - y'|}{\bar{U}(\frac{H}{2})}} \cdot \cos \left(\frac{2\pi n(y - y')}{0.7 \cdot \bar{U}(\frac{H}{2})} \right) dy dy'$$

$$= \frac{B^2}{D^2} \cdot \frac{2f_1^*}{(f_1^{*2} + f_2^{*2})} \left[1 + \frac{f_2^{*2}}{f_1^* (f_1^{*2} + f_2^{*2})} \cdot \{ 1 - e^{-f_1^*} \left(\frac{f_1^*}{f_2^*} \sin f_2^* + \cos f_2^* \right) \} \right]$$

である。ただし，

$$\xi_v^* = \frac{4n_v^* \cdot H}{U(\frac{H}{2})}, f_1^* = \frac{8n_H^* D}{U(\frac{H}{2})}, f_2^* = \frac{2\pi n D}{0.7 U(\frac{H}{2})}$$

である。

ゆえに，風向直角方向の一般化変位の標準偏差は

$$\sigma_y = \frac{1}{K(2+\alpha)} \cdot \rho \cdot \bar{U}(\frac{H}{2}) \cdot \sigma_u(\frac{H}{2}) \cdot B \cdot H \cdot \sqrt{B_a^* + R_e^*}$$

となる。

ここに，

$$B_a^* = \int_0^\infty \Phi(n) \cdot |J_v(n)|^2 \cdot |J_H(n)|^2 \cdot dn$$

$$R_e^* = \frac{\pi}{4\eta} \cdot n_0 \cdot \Phi(n_0) \cdot |J_H(n_0)|^2 \cdot |J_v(n_0)|^2$$

となる。

表6.5.1は，(6.5.8)式にしたがって計算した風向直角方向の応答を，前章の風向方向の応答と比較したものである。なお，風向直角方向の計算では，実験結果との対応から $B = D$ とした。

表6.5.1に示されているように，風向直角方向の振動の振巾は，風向方向振動の0.7～2.0倍程度となり，ほぼ実測結果や風洞実験結果と同様，多くの場合に風向直角方向振動の振巾の方が大きいことがわかる。しかし，ガスト影響係数の比較では，風向直角方向の平均変位が零であるため，0.42～1.06倍程度であり，大抵の場合風向方向の方が大きくなる。

表 6. 5. 1 風向方向振動と風向直角方向振動の比較

building	terrain	along-wind respose	across-wind response	ratio of response	ratio of gust factor
		σ_x/\bar{X}	σ_y/\bar{X}	σ_y/σ_x	G_y/G_x
'B'	URBAN	0.35	0.27	0.77	0.42
	OPEN	0.25	0.34	1.36	0.63
'C'	URBAN	0.39	0.53	1.36	0.77
	OPEN	0.32	0.64	2.00	2.06

6.6 まとめ

本章で明らかにされた結果は以下のとおりである。

(1) 風上面の平均圧力は各国の基準で定められているように、圧力が作用する高さでの速度圧を基準として定めることができる。この際の圧力係数は、実験結果によれば 0.8 程度となり、基準の定める値と一致する。したがって、風上面については、現在の各国の諸基準が定める圧力の評価方法はきわめて妥当であるといえる。

(2) 側面及び背面の圧力は、境界層流中でも高さ方向に一定となることから、大部分の基準が定めるように、圧力が作用する高さの速度圧を基準とするよりも、オーストラリア及びカナダ基準にあるように、一定の基準速度圧をとる方が良い。その場合の基準速度圧の算定高さは、 $\frac{1}{2}H$ (H ；建物の高さ) が妥当である。

(3) 基準に定められている圧力係数の値は、 $-0.5 \sim -0.8$ 程度であるが、実験結果との比較では、若干この数値は小さいようである。実験結果から求めた圧力係数の推奨値は、辺長比 D/B (B ；建物巾、 D ；建物奥行) が 1 以下では -1.0 ， $1 \sim 2$ では -0.5 ， 2 以上では -0.3 程度である。

(4) 背面の圧力係数については、実験値と荷重指針に示されている値とはほとんど一致し、 D/B が 1 以下では -0.6 ， $1 \sim 2$ では -0.4 ， 2 以上では -0.3 程度となった。

(5) 諸基準では、側面の局部圧力の領域を、巾と奥行のうちの小さい方の $1/10 \sim 1/4$ 程度とするものが多いが、実験結果からいえば、建物の見付巾と基準として定めるべきである。またその範囲も $\frac{1}{10} \sim \frac{1}{4}$ 程度ではなく、 $\frac{1}{2}$ 程度とすべきであろう。しかしながら、局部圧力係数は諸基準のうちの最大値 -1.2 程度で十分である。また側面の局部圧力のガスト影響係数も、風上面と同様、流速変動の 2 乗項を考慮して定めるのが妥当である。荷重指針では、局部圧力係数は -1.2 ，ガスト影響係数は風上面と同様流速変動の 2 乗項を考慮して定めてあり、局部圧力の大きさの評価については十分に妥当であるといえよう。

(6) 前章までに示された圧力変動のスケールが乱れのスケールよりかなり大きいという現象は、風の乱れによる風向方向の振動を $10\% \sim 15\%$ 程度増大させる。しかし、高周波数領域における圧力変動の減少、即ち流速-圧力アドミッタンスの効果や、風上面と背面の相関がかなり小さいこと等の影響によって、実験結果に基づいて算定したガスト影響係数は、Davenport の方法（カナダ基準）、Vickery の方法（オーストラリア基準）及び荷重指針の値とあまり大きな差はない。特に、荷重指針の値とはきわめて近くなることから、実用上は荷重指針に示されている方法で十分であるといえる。

(7) ねじり振動の振巾は、風向方向振巾の $20\% \sim 30\%$ 程度となるが、ガスト影響係数に及ぼすねじり振動の影響は、高々 3% であり、実用上は無視して良い。

(8) 実験結果に基づいた風向直角方向振動の試算結果では、多くの高層建築物では、風向直角方向振動の振巾は、風向方向振動の振巾と同程度あるいはそれ以上となる。しかし、平均変位を考慮した場合、風向方向の最大変位の方が、風向直角方向の最大変位よりも大きくなる場合が多い。

参 考 文 献

- 1) 学術文献普及会： Wind Registant Design Regulations — A World List 1975,
学術文献普及会，1975
- 2) 建設省住宅局：建築基準法令集，日本建築学会 1980.
- 3) 日本建築学会：建築物荷重指針，同解説，1980.
- 4) 電気学会；送電用支持物設計標準，JEC-127-1979，電気書院，1979.
- 5) E.C.C.S.: Recommendations of the Calculation of Wind Effects on Buildings and Structures, 1978.
- 6) Davenport, A.G.: The Application of Statistical Concepts to the Wind Loading of Structures, Proc. Inst. Civil. Engrs., Vol. 19, 1961, pp.449~472.
- 7) Davenport, A.G.: Gust Loading Factors, Jour. Structural Division, ASCE, Vol. 93, 1967, pp.11~34.
- 8) Liepman, H.G.: On the Application of Statistical Concepts to the Buffeting Problem, Jour. the Aeronautical Science, Vol. 19, No. 12, 1952, pp.793~800.
- 9) Vickery, B.J.: On the Reliability of Gust Loading Factors, Proc. Technical Meeting Concerning Wind Loads and Buildings and Structures, NBS, 1969, pp.93~104.
- 10) Vellozzi, J. and E. Cohen: Gust Response Factors, Jour. Structural Division, ASCE, Vol. 94, 1968, pp. 1295~1313.
- 11) Simiu, E.: Gust Factors and Alongwind Pressure Correlations, Jour. Structural Division, ASCE, Vol. 99, 1973, pp.773~783.
- 12) Simiu, E. and R. Scanlan: Wind Effect on Structures, John Willey & Sons, 1978.

- 13) Kanda, J.: Alongwind Response Prediction of Tall Buildings with Height Dependent Turbulence Parameters, Research Report, Tokyo University, 1981.
- 14) Mori, T.: On Dynamic Response of a Flat Long-Span Roof to Action of Wind, 日本建築学会論文報告集, 241号, 197, pp91~100.
- 15) Rice, S.O.: Mathematical Analysis of Random Noise, Selected Paper on Noise and Stochastic Processes, Dover, 1954, pp. 133~294.
- 16) Cartwright, D.E. and Longuet-Higgins, M.S.: The Statistical Distribution of the Maxima of a Random Function, Proc. Roy. Soc. Vol. 237, 1956, pp.212~232.
- 17) Davenport, A.G.: Note on the Distribution of the Largest Value of a Random Function with Application to Gust Loading, Proc. Inst. Civil Engrs, Vol. 28, 1964, pp.187~195.
- 18) 日野幹雄; 瞬間最大値と評価時間の関係—とくに突風率について, 土木学会論文集117号, 1965, pp23~33.
- 19) Kanda, J.: Height Dependence of the Longitudinal Turbulence, 日本建築学会論文報告集, 第299号, 1981, pp.27~41.
- 20) Hino, M.: Spectrum of Gusty Wind, 3rd Internat. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, Tokyo, 1971, pp.69~78.
- 21) Simiu, M.: Wind Spectra and Dynamic Alongwind Response, Jour. Structural Division, ASCE, Vol. 100, 1974, pp. 1897~1910.
- 22) 前田潤滋, 牧野稔: 大気乱流の平均流方向成分の統計的性質に関する研究, 日本建築学会論文報告集, 第287号, 1980, pp77~87.
- 23) Crandall, H. and W.D. Mark: Random Vibration in Mechanical Systems, Academic Press, 1973.
- 24) 藤本盛久, 大熊武司, 天野輝久, 赤木久真, 平松和嗣, 飯利昌人: 7920号台風時の建物

風圧力および建物振動についての実測結果（その２）建物振動および振動の居住者への影響，第６回風工学シンポジウム論文集，１９８０，pp 201～208.

- 25) 川口彰久，伊藤雅保，武田寿一，本間義教，竹本靖；超高層建築物に作用する風荷重—大阪大林ビルでの実測—，構造物の耐風性に関する第４回シンポジウム，１９７６，pp 85～92.
- 26) Kareem, A.: Acrosswind Response of Buildings, Jour. Structural Division, ASCE Vol. 108, 1982, pp.869～888.
- 27) Vickery, B.J. and W. Clark: Lift or Across-Wind Response of Tapered Stacks, Jour. Structural Division, Vol. 98, 1972, pp.1～36.

結 論

本研究の目的は、風洞実験及び実物測定を通して、四角柱状の建築物の耐風構造設計に役立ち得る資料を得、その資料を耐風設計に反映させることのできる実用的な方法を見出すことにあった。

その手始めとして、2次元角柱に関する実験(1, 2章)を行った。これらの実験を初めて計画したのは、今から10年程前のことである。この計画の更に10年程前、M. Jensen と N. Frank によって、実測と風洞実験結果の比較から、風洞模型実験における相似則の問題が研究され、風洞模型実験においては、風洞気流を自然風と同様な状態、即ち乱流境界層とすることがきわめて重要であることが明らかにされており、計画当時から、風洞模型実験としては、乱流境界層流中の実験が主流であった。しかし、乱流境界層流中の実験では、個々の建物に作用する一般的な方法を見出すことは、検討するパラメータが多過ぎきわめて難かしい。

そこで、まず最も基本的な一様乱流中にある2次元角柱について、その周囲の流体場及び表面に作用する圧力変動の性状を把握し、角柱に作用する圧力変動の性状を表わす一般的な方法を検討することにした。^{注1)}当時、2次元角柱に関する実験データやそれに基づいて見い出された方法が、実際の耐風設計資料として利用できるのは風上面に作用する圧力変動に関するもののみであり、側面や背面については、実際の建物の側面や背面に作用する圧力変動の本質を理解する手掛りに過ぎないと考えていた。

2次元角柱に関する実験の結果、次の諸点が見い出された。

- (1-1) 風上面のよどみ点に作用する圧力変動のパワースペクトル密度は、低周波数領域では準静的理論と一致するが、高周波数領域では、流速変動のパワースペクトル密度よりスペクトルの減少勾配が大きく、-3乗程度に達する。
- (1-2) この流速変動と圧力変動のパワースペクトル密度の差は、流速変動を圧力変動に変換する線形変換子、流速-圧力アドミッタンスを流速変動のパワースペクトル密度に乗じることによって補正することができる。この流速-圧力アドミッタンス $|X_{up}(n)|^2$ は、乱れ強さやスケールに関係なく、角柱の巾 B (ここにいう巾とは、風向に直角な方向の辺の長さである。) を基準とした無次元周波数 nB/U のみの関数として、下式で表現することができる。

注1) 最も基本的という意味では、一様流中の実験が挙げられる。本論文でも、角柱に作用する圧力に及ぼす乱れ強さの影響を検討するため、一様流中でも実験を行っている。(1章)しかし、柱も指摘しているように角柱に作用する圧力に対する乱れ強さの影響はかなり大きく、一様流中での角柱の周囲での流れの状態は、実物とはきわめて異なっている。本計画では、できるだけ実物に近い状態での実験という目的から、乱れの大きい格子乱流中(格子1, 乱れ強さ14.5%)を主体とした実験を行うこととした。

$$|\chi_{up}^{(n)}|^2 = \frac{1}{\left\{ 1 + 20 \left(\frac{nB}{U} \right)^2 \right\}^{\frac{2}{3}}} \quad (1)$$

(1-3) 風上面に作用する圧力変動のスケールは、鉛直・水平方向とも一般流の流速変動のスケールより大きい。

(1-4) 側面に再付着が生じる場合の角柱の側面の圧力変動の性状は、剥離流の再付着点の位置によって大きく支配される。再付着点の位置は、主に角柱の巾及び乱れ強さによって定まり、角柱の奥行及び乱れのスケールにほとんど関係しない。したがって、角柱の側面の圧力変動の性状は、主に角柱の巾のみによって左右され、角柱の奥行の影響は、後流渦の影響の大きい $nB/U = 0.12$ 付近を除けば、あまり大きくない。

(1-5) 側面の圧力変動のパワースペクトル密度やコヒーレンス等（これを Ψ と表わす。）を、角柱の巾を基準とし無次元化した場合には、後流渦の発生周波数 $nB/U = 0.12$ 付近では、

$$\Psi = f\left(\frac{B}{L_x}\right) \cdot g_1\left(\frac{nB}{U}\right) \quad (2)$$

$nB/U > 0.2$ では、

$$\Psi = g_2\left(\frac{nB}{U}\right) \quad (3)$$

で表わされる。ここに $f\left(\frac{B}{L_x}\right)$ は B/L_x の減少関数である。なお L_x は乱れのスケールを表わしている。

このように高周波数領域での圧力変動の性状は、角柱の巾のみによって決まり乱れのスケールはほとんど関係しない。

(1-6) 角柱に作用する圧力変動の確率密度分布は、流速変動の高次項を考慮した準静的理論解で表現することができる。この準静的理論を用いて、風上面の最大圧力ばかりでなく、外装材の設計に重要な側面の局部最大負圧もかなり正確に評価することができる。

上記のうち、(1-1)～(1-3)の結果については、J.C.R.Hunt が乱れの急激な変形に関する理論を用いて導びいた結果と定性的にはよく一致しており、風上面の圧力変動の評価に対して、乱れの変形（distortion と blocking）がきわめて重要であることが明らかとなった。^{1), 2)} この理論は、平均流による乱れの変形が、相異なる周波数成分間での乱れエネルギーの変換（非線型相互作用）や粘性による乱れエネルギーの散逸よりも急激に行なわれるという仮定に基づいて導びかれたものである。しかし、本研究のように乱れ強さが大きい場合には、必ずしも上記の仮定のすべてが有効でなく、この理論では圧力変動の定性的な傾向は把握できても、圧力変動のパワースペクトル密度の高周波数領域における減少勾配が実験結果よりかなり大きくなることに示されているように、圧力変動の定量的評価は難しい。

この(1-1)～(1-3)の結果は、A.G.Davenport によって開発され、その後 B.J.Vickery 等によって修正が試みられた、風の乱れによる建物の風向方向の応答の計算法の基本仮定と

異なるものである。^{3),4),5)}これらの理論では、建物に作用する圧力変動の性状はその位置での一般流の流速変動の性状に等しいというラチス理論の仮定を用いている。しかし、2次元角柱によって得られた結果によれば、風上面の圧力変動の性状さえ、乱れの変形の影響のため、流速変動の性状と一致しない。

また(1-4)で示した結果は、剥離現象を考慮しない2次元非定常翼理論が、角柱の場合にはあまり有効でないことも示している。2次元非定常翼理論における支配的スケールは、角柱の奥行であるが、角柱の場合には辺長比がかなり大きな場合でも、角柱の巾によって圧力変動が支配されるからである。

次に、流れの3次元性の影響を明らかにするため、一様乱流中に3次元角柱を設置して実験を行った。その結果、下記の事柄が明らかとなった。

(2-1) 風上面に作用する圧力変動の性状は、角柱の頂部付近を除けば、基本的には2次元角柱に関して見いだされた性状と一致する。

(2-2) 流れが面に直角に当たる場合(迎角 90°)の側面及び背面の圧力変動の性状は、アスペクト比が大きくなるにつれ、急速に2次元角柱の場合に近づき、アスペクト比が8の場合には、ほぼ2次元角柱の場合と一致する。

(2-3) 流れが面に斜めから当たる場合の背面の圧力変動の性状は、2次元角柱の場合と大きく異なり、 $nB/U = 0.12$ 付近の周期的な変動が認められない。

したがって、流れが面に対して直角に当たる場合には、2次元角柱において見いだされた結果は、アスペクト比が4以上の3次元角柱に対しても、定性的のみならず定量的にも、そのまま適用することが可能である。このように、風上面ばかりでなく、側面や背面の圧力変動に対しても、2次元角柱の結果がかなりの普遍性を有することが明らかとなった。

しかし、このことが即2次元角柱の実験データが実際の耐風設計に応用できるということを示している訳ではない。なぜなら、実際の建物が受ける自然風の状態は、3章の実験のように高さ方向に一様な乱流場ではなく、前述したように、高さ方向に流速が変化する乱流境界層流であるからである。乱流境界層流と一様乱流との基本的な相違は、高さ方向に流速勾配が存在するかどうかということであり、Jensen 等は、この流速勾配の大きさは建物に作用する圧力変動の性状に大きく影響すると報告している。⁶⁾

したがって、1～3章までの結果、特に2次元角柱の結果が一般性があり、実際の建物の耐風設計資料となり得るかどうかを明らかにするためには、この流速勾配の影響について調べることが必要である。4章では、乱流境界層流中の3次元角柱に関する実験を一様乱流中の実験結果とを比較することによって、流速勾配が圧力変動に及ぼす影響を調べた。その結果、以下のことが見いだされた。

(3-1) 風上面の圧力変動に対しては、頂部付近を除いて、圧力が作用する位置での流速を基準にすれば、圧力の大きさ及び性状は、2次元角柱の場合とほぼ一致する。即ち、圧力変動に及ぼす流速勾配の影響は、圧力が作用する高さでの流速を基準にすることによって考慮す

ることが可能であるというストリップ理論が成立する。

(3-2) 側面や背面の場合には、圧力の大きさは高さ方向に変化しない。したがって、流速勾配がある場合でも、角柱の後流の流れはかなり2次的となる。また角柱の中央の高さにおける側面や背面の圧力係数の大きさは、2次元角柱の場合とほぼ等しい。

(3-3) 側面に作用する圧力変動の大きさ及び性状は、 $nB/U > 0.2$ 以上の周波数領域においては、ほとんど2次元角柱の場合と変わらない。したがって $nB/U > 0.2$ 以上の周波数領域においては、流速勾配の影響は小さく、圧力変動の性状は、ほぼ2次元角柱の場合と同じとなる。即ち前述した $nB/U > 0.2$ の圧力変動の性状を表わす関数 $g_2(nB/U)$ が流れの状態によらず普遍的関数となる。ただし境界層流の場合には、基準流速を建物の半分の高さでの流速とする。

(3-4) 一方、 $nB/U = 0.12$ 付近の圧力変動の場合には、圧力変動は(2)式によって表わすことはできない。

以上の結果により、風上面では圧力が作用する高さでの流速を基準とすれば、また側面、背面については、角柱の中央高さでの流速を基準とすれば、圧力変動の大きさ及び性状は、2次元角柱の場合とほぼ等しいことが明らかとなった。特に、 $nB/U > 0.2$ 以上の高周波数領域においては、側面や背面の圧力変動は、流れの状態によらない一般的な性状を有している。

このように、2次元角柱において見いだされた結果は、圧力変動の基本的性状の理解に役立つばかりでなく、実物の耐風設計資料としても十分に応用できるものであることが明らかとなった訳である。その場合、風上面については日本建築学会荷重指針をはじめとする多くの基準のように、圧力が作用する高さでの流速を基準として圧力を定めるのが妥当であるが、側面や背面については建物の中央高さの流速を基準とするのが妥当である。^{7),8)}

また圧力係数の値は、風上面ではこれまでの基準とほぼ一致するが、側面においては基準値よりかなり大きくなる。背面では荷重指針の値とほぼ一致する。

(1-6) で述べた、局部負圧の評価にとって、流速変動の高次項を考慮した準静的理論がきわめて有効であるという結果は、境界層流の場合でもかわらない。したがって、最大・最小圧力が瞬間最大流速の2乗に比例するという仮定(流速変動の2乗項を考慮した方法)に基づく荷重指針の方法は、局部負圧の評価に対してもきわめて適切なものであるといえる。^{注)}しかし、基準に示されている局部負圧域は、一般に建物の短辺を基準長さとしてその $1/4 \sim 1/10$ 程度に定められているが、前述したように、側面の圧力の状態を定める基準スケールは、角柱の巾であるから、指針のように短辺長さを局部負域領域の算定基準とするのは、必ずしも妥当でない。また、その領域も実験結果との比較では小さ過ぎるようである。

最後に上記の実験で見いだされた結果が、建物の風向方向の振動や風向直角方向振動にどのよ

注) 建築基準法における局部負圧の算定法も同様な意味で妥当と考えてよい。なぜなら、基準法における速度圧は、瞬時最大風速に基づいて定められていると考えられるからである。

うな影響を及ぼすかについて考察した。建物の風向方向の振動の主要因は風上から近づいてくる乱れであり、前述したようにDavenport等の方法では、建物に作用する圧力変動が流速変動と同じ性状を示すと仮定する。しかし(1-1)、(1-3)で述べたように、風上面については、圧力変動の高周波数成分は減少し、圧力変動のスケールは増大する。また風上面と背面の圧力変動の相関は、Davenport等によって仮定されているように完全相関ではない。しかし、6章で示したように、建物の風向方向の最大応答については、実験結果を考慮した方法で評価しても、Davenportや荷重指針の値と大きな差は生じない。これは、圧力変動の高周波数成分の減少と圧力変動のスケールの増大の応答に及ぼす影響が互いに打ち消し合い、応答自体は両方とも考慮しない場合と等しくなるためであろう。したがって、基準、指針の方法は、基本仮定には疑問は残るが、応答の評価のみからいえば、ほぼ妥当なものであったことがわかる。

一方、風向直角方向の振動の評価方法については、風向方向振動のような一般的な評価方法は見い出されなかった。これは、側面の圧力変動の性状を普遍的関数で表現するのが難しかったことによるが、(1-5)、(3-3)で述べたように、 $nB/U > 0.2$ では、側面の圧力変動の大きさや性状も nB/U の普遍的関数で表現できるように考えられるので、 $n_0 B/U > 0.2$ (n_0 は固有振動数)の固有振動数をもつ建物に関しては風向直角方向の振動を評価する一般的方法を見い出せる可能性がある。6章ではその一試みとして、境界層流中のアスペクト比4の角柱に関する実験結果に基づいて風向直角方向の振動を計算した。その結果、風向直角方向の振動の方が風向方向振動より振巾が大きくなる場合が多い。しかし、多くの場合最大変位は平均変位の影響が加わった風向方向の方が大きくなった。

参 考 文 献

- 1) Hunt, J.C.R.: A Theory of Turbulent Flow round Two-Dimensional Bluff Bodies, Jour. Fluid Mech., Vol. 61, 1973, pp.626~706.
- 2) Hunt, J.C.R.: Turbulent Velocity near and Fluctuating Surface Pressures on Structures in Turbulent Winds, 4th Internat. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, 1975, pp.309~320.
- 3) Davenport, A.G.: The Application of Statistical Concepts to the Wind Loading of Structures, Proc. Inst. Civil Engrs., Vol. 19, 1961, pp.449~472.
- 4) Vickery, B.J.: On the Reliability of Gust Loading Factors, Proc. Technical Meeting Concerning Wind Loads on Buildings and Structures, NBS, 1969, pp.93~104.
- 5) Simiu, E.: Gust Factors and Alongwind Pressure Correlations, Jour. Structural Division, ASCE, Vol. 99, 1973, pp.773~783.
- 6) Jensen, M. and N. Frank: Model-Scale Tests in Turbulent Wind, Part II, The Danish Technical Press, Copenhagen, 1963.
- 7) 学術文献普及会：Wind Resistant Design Regulations – A World List 1975, 1975
- 8) 日本建築学会：建築物荷重指針，日本建築学会，1981.

各章の関連発表論文

第 1 章

- 1) 石崎 澁雄, 河井宏允: 正四角柱表面に作用する風圧変動について、京都大学防災研究所年報, 1973, 第 16 号 B, pp.257 ~ 266.
- 2) 石崎 澁雄, 河井宏允: 角柱表面に作用する風圧変動に関する実験的研究, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1973, pp.435~436.
- 3) 石崎 澁雄, 河井宏允: 正方形断面をもつ 2 次元模型に作用する風圧力について、第 101 回災害シンポジウム, 1973, pp.229 ~ 232.
- 4) 河井宏允, 石崎 澁雄: 長方形断面をもつ 2 次元模型に作用する風圧力について、日本建築学会大会学術講演梗概集, 1974, pp.655 ~ 656.
- 5) 河井宏允, 石崎 澁雄: 矩形断面をもつ 2 次元角柱に作用する風力について、構造物の耐風性に関する第 3 回シンポジウム, 1974, pp.139~146.
- 6) 石崎 澁雄, 河井宏允: 角柱風上面に作用する風圧変動に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 1975, 第 18 号 B, pp.181 ~ 188.
- 7) H. Kawai and H. Ishizaki: On the Relation between the Fluctuations of Wind Speed and Pressure of the Windward Surface, Proceedings. Pan Pacific Tall Building Conference, Hawai, 1975, pp.267~278.
- 8) 石崎 澁雄, 河井宏允: 建物に作用する風圧変動の確率分布について、日本建築学会大会学術講演梗概集, 1976, pp.761 ~ 762.
- 9) 河井宏允: 建物周辺の風速分布, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1976, pp.761 ~ 762.
- 10) H. Kawai, J. Katsura and H. Ishizaki: Characteristics of Pressure Fluctuations on the Windward Wall of a Tall Building, 5th International Conference on Wind Engineering,

Wind Engineering, 1980, Vol. 1, pp.519–528.

- 11) 河井宏允：2次元正四角柱に作用する風圧変動の移動現象について、日本建築学会大会学術講演梗概集，1979，pp743～744.
- 12) 河井宏允：風上面に作用する風圧変動スペクトルの迎角による変化について、日本建築学会大会学術講演梗概集，1980，pp879～880.
- 13) 河井宏允，石崎澁雄：乱流中における2次元角柱の風上面に作用する風圧変動について、日本建築学会論文報告集，1981，300号，pp31～39.
- 14) 河井宏允，石崎澁雄：角柱の風上面に作用する風圧変動の特性の迎角による変化について、日本建築学会論文報告集，1981，304号，pp51～59.

第2章

- 1) N. Kawai, J. Katsura and H. Ishizaki: Characteristics of Pressure Fluctuations on the Windward Wall of a Tall Building, 5th International Conference on Wind Engineering, Wind Engineering, 1980, Vol. 1, pp.519–528.
- 2) 河井宏允：角柱の風上における乱れと風上面に作用する風圧変動の特性について、日本風工学研究誌，第9号，1981年，pp. 3～14.

第3章

- 1) 河井宏允：乱流中におかれた3次元正四角柱に作用する風力について、第5回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集，1978，pp131～138.
- 2) H. Kawai, J. Katsura and H. Ishizaki: Characteristics of Pressure Fluctuations on the Windward Wall of a Tall Building, 5th International Conference on Wind Engineering, Wind Engineering, 1980, Vol. 1, pp.519–528.
- 3) 河井宏允：乱流中における3次元正四角柱の風上面に作用する風圧変動について、日本建築学会大会学術講演梗概集，1981，pp1025～1026

- 4) 河井宏允：セミナー；建築における確率統計処理，Ⅲ 5 風圧力の性質，日本建築学会，1981，pp43～44.

第 4 章

- 1) 河井宏允：風荷重評価への準静的理論の適用性と限界，日本建築学会大会学術講演梗概集，1982，pp1167～1168.
- 2) 河井宏允：乱流境界層中の 3 次元角柱に作用する風圧力について，第 7 回風工学シンポジウム，1982
- 3) H. Kawai: Pressure Fluctuation on Square Prisms-Applicability of Strip and Quasi-steady Theories, 6th International Conference on Wind Engineering, 1983 (to be published)

第 5 章

- 1) 石崎 淳雄，河井宏允：高層建築物に作用する風圧力について，日本建築学会大会学術講演梗概集，1975，pp. 627～628.
- 2) 石崎 淳雄，河井宏允：高層建築物の側壁に加わる局部負圧について，第 12 回自然災害科学総合シンポジウム，1975，pp.399～400.
- 3) 石崎 淳雄，河井宏允：建物に作用する風圧変動の確率分布について，日本建築学会大会学術講演梗概集，1976，pp.761～762.
- 4) 河井宏允：実物高層建築物に加わる風圧力について，季刊カラム № 63，1976，pp.21～24.
- 5) H. Kawai and H. Ishizaki: Local Wind Pressure Characteristics on a Full-Scale Tall Building, Proc. The Regional Conf. on Tall Buildings, 1976, pp.161～173
- 6) 石崎 淳雄，河井宏允：高層建築物に作用する風圧力について—大阪ホテルプラザでの風圧観測結果—，JSSC. Vol. 12, № 115，1978，pp66～72.

第 6 章

- 1) H. Kawai, J. Katsura and H. Ishizaki: Characteristics of Pressure Fluctuations on the Windward Wall of a Tall Building, 5th International Conference on Wind Engineering, Wind Engineering, 1980, Vol. 1, pp.519~528.
- 2) 河井宏允, 石崎滄雄: 乱流中におかれた 2 次元角柱の風上面に作用する風圧変動について, 日本建築学会論文報告集, 第 300 号, 1981, pp31~39.
- 3) 河井宏允, 石崎滄雄: 2 次元角柱の風上面に作用する風圧変動の迎角による変化について, 日本建築学会論文報告集, 第 304 号, 1981, pp51~59.
- 4) 河井宏允: 建築物荷重指針, 6 章, 6.2, 6.3 項 ガスト影響係数の解説、日本建築学会, 1981, pp.137~152.
- 5) 河井宏允: 高層建築物の動的耐風設計法について、東京電機大学理工学部紀要, 第 1 巻, 1979, pp.10~12.

謝

辞

筆者が風の問題に興味をもつようになったのは、昭和44年のことである。当時は大学紛争華やかかなりし時であったが、まだ学生であった筆者も、既存の学問にはない新しい学問を学びたいと考えていた。そこで、これまでの建築学の分野のなかでは最も新しい分野に属していた耐風工学を学びたいと希望し、恩師京都大学防災研究所教授石崎澆雄先生の研究室に入れていただいた訳である。以来13年間もの間、筆者が風の問題に興味を持ち続けていられたのは、先生の絶えざる御指導と御鞭撻の賜物である。ここに記して心から感謝致します。とりわけ、先生が絶えず工学的な視点から現象なり実験結果を把握するように助言して下さったことは、ともすれば現象の説明のみに流れがちな筆者にとって、実験結果をどのようにして実際の設計に応用するかを絶えず考える習慣をつくるうえで、このうえない価値を持つものであった。

本論文の主要課題である圧力変動の測定法は、京大防災研助教授の桂順治先生から教わったものである。もし筆者の近くに桂先生のような変動圧力測定の実験家がなかったら、とても本論文に述べたような実験を行うことはできなかったように思われる。桂先生に対しても心から感謝の意を表したい。

また筆者が学生の頃直接指導して下さった建築研究所第3研究部耐風研究室室長の室田達郎氏にも心から感謝の意を表したい。氏は、本論文第5章の大阪ホテルプラザでの風観測の立案者であり、筆者が氏から受けついで圧力測定を行うにあたり数々の有益な助言及び資料をいただいた。

このホテルプラザでの観測は筆者にとって初めてともいえる本格的な実測であったが、この遂行にあたり防災研究所教授光田寧先生から数々の有益な助言をしていただいた。ここに記して心から感謝します。

本論文の実験は、第4章を除いて、筆者が京都大学防災研で助手をしていた昭和47年～52年の間に行ったものである。その間数々の有益な助言や激励をして下さった吉川祐三、松本武雄、成仁煥、許昌九の諸先輩方にも深く感謝致します。また実験や模型製作で大変お世話になった羽野淳介、杉政和正氏にも感謝の意を表したい。

筆者は、今から5年程前に東京電機大学理工学部建設工学科に移ったが、ここでも諸先生方の暖かい御配慮により大変りっぱな境界層風洞を作っていただくことができ、その後の研究の発展に大いに役に立った。ここに記して心から感謝したい。また本論文の作成にあたり、図面のトレース等で力添えをして下さった卒研究生諸君にも心から御礼申し上げる。今後は、境界層風洞を駆使して、本論文で明らかになったことを更に確認するとともに、未解明の問題を解決すべく更に一層研究に精進する所存である。

